



**Etude de la réponse du calorimètre électromagnétique et
recherche d'un boson de Higgs de 300 GeV/c² dans le
canal $q\bar{q}H \rightarrow q\bar{q}WW \rightarrow q\bar{q}l\nu jj$ dans
l'expérience ATLAS au LHC**

Christophe Le Maner

► **To cite this version:**

Christophe Le Maner. Etude de la réponse du calorimètre électromagnétique et recherche d'un boson de Higgs de 300 GeV/c² dans le canal $q\bar{q}H \rightarrow q\bar{q}WW \rightarrow q\bar{q}l\nu jj$ dans l'expérience ATLAS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2003. Français. NNT: . tel-00003462

HAL Id: tel-00003462

<https://theses.hal.science/tel-00003462>

Submitted on 2 Oct 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Laboratoire d'Annecy Le Vieux de Physique des Particules

Thèse

présentée à l'université de Savoie pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE SAVOIE

Spécialité: Physique des particules

par

Christophe LE MANER

SUJET:

**Etude de la réponse du calorimètre électromagnétique
et recherche d'un boson de Higgs de 300 GeV/c²
dans le canal $qqH \rightarrow qqWW \rightarrow qql\nu jj$
dans l'expérience ATLAS au LHC**

Soutenue le 27 juin 2003 devant la commission d'examen

Georges AZUELOS	<i>rapporteur</i>
Jacques COLAS	
Luc POGGIOLI	<i>directeur de thèse</i>
Helenka PRZYSIEZNIK	<i>co-directrice de thèse</i>
Elzbieta RICHTER-WAS	
Philippe SCHWEMLING	<i>rapporteur</i>

Ce travail a bénéficié du soutien financier et matériel du Ministère de l'Education Nationale, de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche et du Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, avec un support partiel de la commission franco-polonaise entre l'IN2P3 et les laboratoires polonais.

A Cynthia, ma femme.

Je tiens tout d'abord à remercier Luc Poggioli et Helenka Przysiezniaik pour avoir dirigé et encadré mon travail de thèse. Au travers de nombreuses discussions, ils m'ont permis d'appréhender le monde de la physique des particules. Mes remerciements vont également à Georges Azuelos et Philippe Schwemling, qui ont accepté d'être rapporteurs, ainsi qu'à Jacques Colas et Elzbieta Richter-Was qui ont accepté de juger mon travail. Je remercie spécialement Elzbieta qui a largement contribué par ses conseils à mon analyse de physique. J'ai pu avec grande satisfaction travailler avec elle lors de mon séjour en Pologne.

Pendant ces trois ans, j'ai eu la chance de bénéficier des conseils des membres du groupe ATLAS du LAPP avec mention spéciale à Rémi pour la résolution de toutes mes petites "punaises". J'ai aussi pu profiter de l'expertise des différents services du laboratoire. Merci à vous tous.

Je n'oublie pas les membres de la collaboration qui ont manifesté un intérêt pour mon travail, particulièrement Laurent Serin et Dirk Zerwas.

J'en viens maintenant à exprimer ma gratitude à tous ceux qui m'ont accompagné durant ces trois années de labeur. D'abord, mes différents colocataires : Benjamin (fin joueur de ping pong et blagueur fou), Lionel (maître zen pépère funky) et dernièrement Fabien (alias Lucien, alias Sébastien, alias Félicien... il s'appela comment au fait?). Vient ensuite la gaie équipe de la simulation hebdomadaire : Damien (cc : R. Brun), Junior alias Renaud (partenaire privilégié et grand stratège pour toute simulation digne de ce nom) et Groumf alias Rémi¹ (G.O. du second étage). Je n'oublie pas non plus Nounours-Caliméro alias Olivier ami intime du Z' (cc : T. Sjöstrand), ni Nico mon moniteur perso de canyoning et toute sa petite famille. Bien qu'ils se soient égarés dans d'étranges contrées, j'accorde tout de même une pensée à Murielle (très bon pote et experte des choses de la vie de la campagne savoyarde) et aux virgonautes Julien et Olivier. Je remercie chaleureusement Isabelle et Junior pour m'avoir si cordialement accueilli en leur demeure en bien des occasions. Un avant-dernier remerciement aux membres de mon groupe de rock : Rémi (guitare solo spécialiste d'Indochine), Nico (slappeur fou qui joue trop fort), Lionel (noisy guitare rythmique progressive) puis Damien (noisy guitare rythmique moins progressive) et Julien (batteur québécois mélomane).

Enfin, je remercie de tout mon cœur ma femme Cynthia pour m'avoir encouragé et supporté durant ces années et particulièrement durant les moments difficiles.

1. déjà cité précédemment.

Table des matières

Préface	v
1 La physique du Higgs au LHC	1
1.1 Brisure spontanée de symétrie et masse des particules	1
1.2 Production du boson de Higgs	5
1.3 Désintégration du boson de Higgs	6
1.4 Limites sur la masse du Higgs	8
1.4.1 Limites théoriques	8
1.4.2 Résultats expérimentaux de la recherche du Higgs	13
1.5 Recherche du Higgs auprès des grands collisionneurs	14
1.5.1 Au LHC	14
1.5.2 Au Tevatron	16
1.6 Le Higgs dans le secteur du MSSM	16
1.7 Conclusion	20
2 LHC et ATLAS	23
2.1 Le LHC	23
2.1.1 Performances	23
2.1.2 Variables cinématiques	25
2.1.3 Contraintes du LHC sur les détecteurs	26
2.2 Le détecteur ATLAS	29
2.2.1 Les aimants	29
2.2.2 Le détecteur interne	31
2.2.3 Le calorimètre électromagnétique	33
2.2.4 Le calorimètre hadronique	34
2.2.5 Le calorimètre vers l'avant	36
2.2.6 Le spectromètre à muons	37
2.2.7 Le système de déclenchement et d'acquisition	39
2.3 Conclusion	41

3	Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS	43
3.1	Principe de la calorimétrie à argon liquide	44
3.1.1	Processus d'interactions	44
3.1.2	Développement d'une gerbe électromagnétique	45
3.1.3	Principe d'un calorimètre à échantillonnage	47
3.2	Description du calorimètre électromagnétique	50
3.2.1	Argon liquide et géométrie accordéon	50
3.2.2	Description géométrique du calorimètre	51
3.3	Réponse du calorimètre à échantillonnage	55
3.3.1	Signal d'ionisation et canaux de lecture	55
3.3.2	Chaîne de lecture du signal	59
3.4	Carte électronique d'étalonnage d'ATLAS	63
3.4.1	Rôle de l'étalonnage	63
3.4.2	Principe de fonctionnement et injection du signal	63
3.4.3	Procédure d'étalonnage	64
3.5	Performances du calorimètre	65
3.5.1	L'acceptance	65
3.5.2	La reconstruction de l'énergie	66
3.5.3	La résolution spatiale	66
3.5.4	Le terme constant de la résolution en énergie	67
3.6	Assemblage et tests électriques d'un module du tonneau	68
3.6.1	Assemblage d'un module	68
3.6.2	Tests électriques après assemblage	71
3.6.3	Mesures des capacités et inductances	76
3.7	Conclusion	77
4	Monitoring en ligne des données des tests en faisceau du calorimètre	79
4.1	Tests en faisceau	79
4.1.1	Faisceau	79
4.1.2	Dispositif expérimental	80
4.1.3	Prise de données	82
4.1.4	Energie reconstruite pendant la prise de données	83
4.2	Moniteur en ligne	85
4.2.1	Motivation	85
4.2.2	Outils informatiques utilisés	86
4.2.3	Description du moniteur en ligne	88
4.2.4	Fonctionnement	94
4.3	Reconstruction de l'énergie dans les analyses standard	96
4.4	Conclusion	99

5	Production et étude des coefficients de filtrage optimal	101
5.1	Méthode de production des coefficients	101
5.1.1	Théorie du filtrage optimal	101
5.1.2	Production des coefficients	103
5.1.3	Implémentation d'un code <i>EMTB</i> pour la production des coefficients	105
5.2	Etude du paramètre LC de la procédure d'ajustement	105
5.3	Corrélation entre les résidus et la non-uniformité de l'énergie . . .	111
5.4	Effets des coefficients de filtrage optimal sur la reconstruction de l'énergie	112
5.4.1	Effet du gain du module de mise en forme	113
5.4.2	Effet de l'angle azimutal	114
5.4.3	Effet du calage en temps	116
5.5	Conclusion	118
6	Etude du canal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ via la fusion bosonique faible	121
6.1	Motivations	121
6.2	Etude antérieure	122
6.3	Signal et bruits de fond	123
6.3.1	Le signal et les bruits de fond	123
6.3.2	Signature d'un événement signal	124
6.3.3	Simulation et reconstruction	127
6.4	Analyse standard	129
6.5	Optimisation	137
6.5.1	Approches globales	137
6.5.2	Rejet supplémentaire du fond	143
6.5.3	Relâchement des coupures	146
6.5.4	Combinaison du véto sur les jets centraux et de la coupure sur m_{Wj}	148
6.6	Conclusion	151
	Conclusion	155

Préface

Depuis plus de vingt ans, la chasse au Higgs a été un moteur pour l'élaboration des expériences de physique des particules. Durant tout ce temps, les prédictions du modèle associé à l'existence de ce Higgs, appelé le modèle standard, n'ont cessé d'être vérifiées avec une grande précision. Le boson de Higgs est la seule particule non-découverte du modèle standard. Sa découverte représente l'une des principales motivations de la construction du LHC et d'ATLAS (voir chapitre 2). La recherche du Higgs s'y effectuera dans un spectre de masse allant de la centaine de GeV/c^2 jusqu'au TeV/c^2 . Ce large spectre est déterminé par les contraintes théoriques et expérimentales imposées à la masse du Higgs (voir chapitre 1). La stratégie de recherche du Higgs par ATLAS évolue avec sa masse :

- $H \rightarrow b\bar{b}$ avec le Higgs produit avec une paire de quarks top et $H \rightarrow \gamma\gamma$ si $m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$.
- $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ si $130 < m_H < 600 \text{ GeV}/c^2$.
- $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu, l\nu jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu, lljj$ si $500 < m_H < 1000 \text{ GeV}/c^2$.

Ces canaux impliquent préférentiellement des leptons ou des photons, ce qui impose une calorimétrie électromagnétique très performante (voir chapitre 3).

Mon travail de thèse a été effectué durant la construction du détecteur ATLAS. Pendant cette période, des modules de série du calorimètre électromagnétique ont été fabriqués et, pour certains, testés en faisceau d'électrons de 250 GeV pour valider complètement la technique de fabrication. Les données de ces tests sont ainsi les premières "vraies" données physiques permettant de déterminer le comportement du calorimètre électromagnétique. Il est donc important que ces données soient de qualité et, pour ce faire, j'ai développé un outil de monitoring (voir chapitre 4). L'analyse de ces données nous renseigne sur la réponse du calorimètre. Je me suis donc aussi intéressé à la façon dont est reconstruite l'énergie des événements (voir chapitre 5).

La stratégie de recherche du boson de Higgs par ATLAS décrite précédemment privilégie des canaux photoniques et leptoniques pour des masses inférieures

à $600 \text{ GeV}/c^2$. Néanmoins, à partir de $300 \text{ GeV}/c^2$, le potentiel de découverte dû au canal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ produit par fusion bosonique devient intéressant. L'étude de ce canal semi-leptonique pour une masse de $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$ constitue la partie physique de mon travail de thèse (voir chapitre 6).

Chapitre 1

La physique du Higgs au LHC

Le modèle standard [1] est actuellement la théorie qui décrit le mieux les interactions fondamentales connues. Celle-ci est fortement confirmée par les données expérimentales. Après une courte introduction sur le mécanisme de Higgs [2], ce chapitre décrira les principaux modes de production et de désintégration du boson de Higgs dans les collisions proton-proton au LHC. Des limites sur sa masse seront discutées. Dans sa dernière partie, une extension du modèle standard sera évoquée.

1.1 Brisure spontanée de symétrie et masse des particules

On regroupe les particules en deux catégories, chacune obéissant à une statistique différente : les bosons et les fermions. Les fermions constituent la matière ordinaire et les bosons sont les particules médiatrices des interactions.

On représente les particules par des champs, objets mathématiques contenant un ensemble de degrés de liberté. Puis à partir de ces champs, on représente leur propagation dans l'espace-temps et leurs interactions par un lagrangien. Il est alors naturel de demander à ce lagrangien d'être invariant sous certaines opérations de symétrie (d'espace-temps ou internes). En exigeant cette invariance par une opération de symétrie locale (dépendant des coordonnées d'espace-temps), il apparaît des champs dits de jauge, qui correspondent aux bosons médiateurs des interactions. Une telle théorie est appelée théorie de jauge.

L'ensemble des opérations de symétrie de jauge qui laissent invariant le lagrangien du modèle standard forme le groupe :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.1)$$

Le tableau 1.1 présente les bosons médiateurs qui apparaissent pour chaque sous-groupe de jauge. Leur nombre est égal à celui des générateurs de l'algèbre associée au groupe.

Groupe	Champs de jauge	Quantité conservée	Interaction	Constante de couplage
$SU(3)_C$	Huit gluons : G^a	Couleur C	Forte	g_s
$SU(2)_L$	Trois bosons faibles intermédiaires : W^i	Isospin faible T	Faible	g
$U(1)_Y$	Boson abélien intermédiaire : B	Hypercharge Y	Electromagnétique	g'

TAB. 1.1 – *Champs de jauge associés aux groupes de symétries*

A ce stade, la théorie est insatisfaisante car il reste deux signatures expérimentales majeures dont elle ne rend pas compte :

- La masse des bosons vecteurs de l'interaction faible.
- La masse des fermions.

Afin d'engendrer un terme de masse pour les bosons vecteurs tout en préservant la symétrie d'isospin faible, on introduit un doublet complexe de $SU(2)_L$ (voir la référence [3]) :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

On construit alors à partir de Φ un Lagrangien :

$$\mathcal{L}_{scalair} = (D\Phi)^\dagger (D\Phi) - V(\Phi) \quad (1.3)$$

On choisit le potentiel :

$$V(\Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.4)$$

où $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$ sont des paramètres libres.

La dérivée covariante s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g_s}{2}G_\mu^a \cdot \lambda_a + i\frac{g}{2}I_{3W}\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau} + i\frac{g'}{2}YB_\mu \quad (1.5)$$

où $\vec{\tau}$ a pour représentation les trois matrices de Pauli, et λ_a sont les matrices de Gell-Mann.

Le potentiel V a un état fondamental non nul et infiniment dégénéré. En choisissant la solution particulière de l'état de vide,

$$\Phi_{vide} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

où $v = -\frac{\mu^2}{\lambda}$, on brise spontanément la symétrie. Le lagrangien ne possède plus la même symétrie que le vide.

En développant la partie cinétique du lagrangien scalaire sur un état excité du vide,

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

où $H(x)$ est le champ de Higgs, et en introduisant les champs :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ A_\mu &= \frac{gB_\mu + g'W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ Z_\mu &= \frac{-g'B_\mu + gW_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \end{aligned} \quad (1.8)$$

il apparaît, après une transformation de jauge, des termes de masse pour les bosons de jauge :

$$\begin{aligned} m_{W^\pm} &= \frac{gv}{2} \\ m_Z &= \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}v}{2} \\ m_\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (1.9)$$

On peut de même attribuer une masse pour les autres particules du modèle :

$$\begin{aligned} m_{fermion} &= \frac{1}{\sqrt{2}} g_{fermion} v \\ m_H &= \sqrt{2\lambda}v \end{aligned} \quad (1.10)$$

Ce mécanisme, appelé mécanisme de Higgs, permet aux particules d'acquérir une masse. En contrepartie, il introduit dans le modèle onze nouveaux paramètres :

- Les neuf couplages de Yukawa $g_{fermions}$ correspondant aux six quarks et aux trois générations de leptons.
- Les deux paramètres λ et μ du Lagrangien de Higgs.

Ainsi, l'introduction d'un champ scalaire supplémentaire permet de décrire les interactions entre particules massives dans une théorie invariante de jauge.

En utilisant les approximations de basse énergie dans les désintégrations β :

$$G_F/\sqrt{2} = g^2/8m_W^2 \quad (1.11)$$

et l'expression de m_W (1.9), on peut calculer la valeur de l'état fondamental du potentiel de Higgs :

$$v = [1/\sqrt{2}G_F]^{1/2} \simeq 246 \text{ GeV} \quad (1.12)$$

La masse du boson de Higgs est un paramètre libre de la théorie.

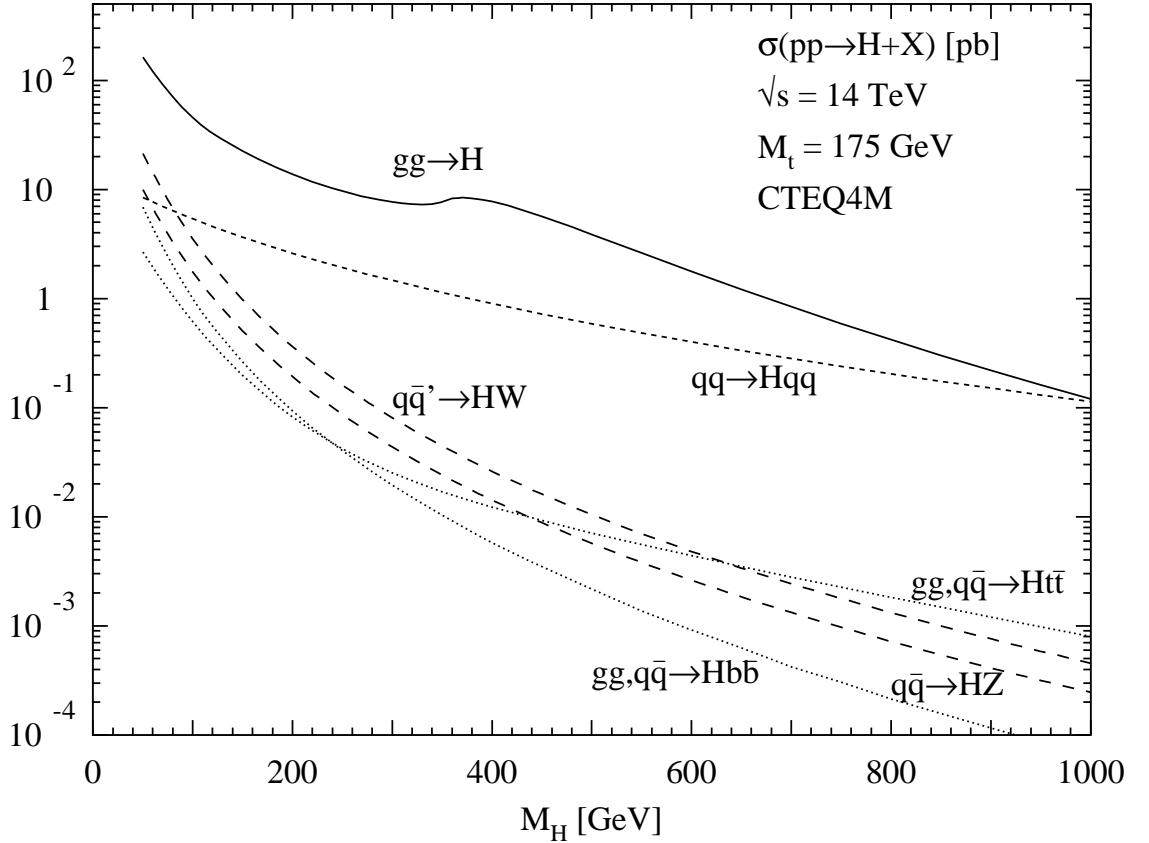


FIG. 1.1 – Sections efficaces de production du Higgs au LHC pour différents mécanismes en fonction de m_H [4].

1.2 Production du boson de Higgs

Au LHC, le mécanisme dominant de production du boson de Higgs [5] [6] est la fusion de gluons. La figure 1.1 montre la section efficace de production en fonction de la masse dans le cadre du modèle standard. Les principaux processus de production sont décrits dans la figure 1.2.

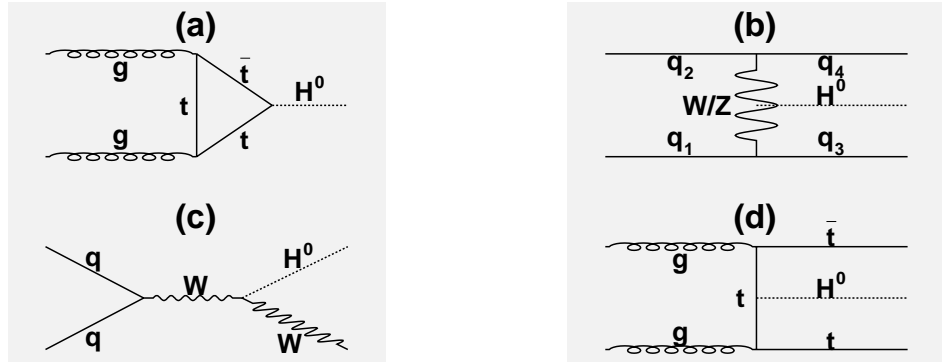


FIG. 1.2 – Principaux diagrammes de Feynman de production du Higgs au LHC. (a) fusion de gluons, (b) fusion de bosons vecteurs, (c) production associée à un boson vecteur, (d) production associée à une paire $t\bar{t}$.

La section efficace du processus $pp \rightarrow H$ s'écrit (voir référence [3]) :

$$\sigma_0(pp \rightarrow H) = \int \int dx_1 dx_2 x_1 g(x_1, m_H^2) x_2 g(x_2, m_H^2) \hat{\sigma}(gg \rightarrow H) \quad (1.13)$$

où

- $g(x_1, m_H^2), g(x_2, m_H^2)$ fonctions de structure des gluons.
- $\hat{\sigma}(gg \rightarrow H) = \frac{8\pi^2 \Gamma_{H \rightarrow gg}}{N_g^2 m_H} \delta(\hat{s} - m_H^2)$ avec $\Gamma_{H \rightarrow gg}$ la largeur de désintégration gluonique, $N_g = 8$ le nombre de gluons et $\hat{s} = x_1 x_2 s$ le carré de l'énergie de la paire de gluons dans le centre de masse.

Comme l'indique la figure 1.1, ce mode de production domine largement à basses masses. Les diagrammes QCD d'ordre supérieur apportent à cette section efficace d'importantes corrections. La correction induite par ces diagrammes est conventionnellement définie par le facteur K

$$K = \frac{\sigma_{HO}}{\sigma_{LO}} \quad (1.14)$$

où LO se réfère au plus bas ordre et HO à l'ordre supérieur. Pour la fusion de gluons, le facteur K est évalué par un calcul à l'ordre dominant suivant (NLO) et

donne $K = 1.5$ (voir référence [7]), valeur quasiment indépendante de la masse du Higgs.

Quelle que soit la valeur de la masse du Higgs en-dessous du TeV/c^2 , la section efficace du processus de fusion de bosons vecteurs $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'WW \rightarrow q'\bar{q}'H$ est inférieure à celle de la fusion gluonique jusqu'au TeV . Cependant, la production du Higgs par le processus de fusion bosonique devient importante pour les grandes masses (voir figure 1.1). Ceci est dû au fait que le couplage aux bosons vecteurs longitudinaux domine alors. Grâce à la signature caractéristique des deux quarks sortants participant au processus, l'identification est facilitée pour un Higgs lourd. Dans le chapitre 6, il est détaillé comment le Higgs est identifié grâce aux quarks spectateurs de ce canal de production.

Même si les sections efficaces des productions associées du Higgs ($q\bar{q} \rightarrow VH$ et $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}H$) sont relativement faibles comparées à la section efficace totale (voir figure 1.1), ces canaux ne sont pas totalement dépourvus d'intérêt. En effet les états finaux possèdent des signatures qui se révèlent très utiles dans la région des masses intermédiaires.

La production associée à un boson vecteur permet grâce à ses désintégrations leptoniques une forte réjection des bruits de fond. La production associée au quark top permet la mesure du couplage $t\bar{t}H$.

1.3 Désintégration du boson de Higgs

La figure 1.3 montre les rapports d'embranchement des principaux canaux de désintégration du Higgs. Il est évident que suivant la valeur de la masse du Higgs, différentes stratégies d'identification doivent être envisagées.

Dès que les seuils de production des paires WW (ZZ) sont atteints ($m_H > 2m_W$ et $m_H > 2m_Z$), les modes de désintégration bosonique deviennent prépondérants (voir références [6] [8]) :

$$\begin{aligned}\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) &= \frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}}m_H^3\sqrt{1-x_W}(1-x_W+\frac{3x_W^2}{4}) \\ \Gamma(H \rightarrow ZZ) &= \frac{G_F}{16\pi\sqrt{2}}m_H^3\sqrt{1-x_Z}(1-x_Z+\frac{3x_Z^2}{4})\end{aligned}\tag{1.15}$$

où

$$\begin{aligned}x_W &= 4\frac{m_W^2}{m_H^2} \\ x_Z &= 4\frac{m_Z^2}{m_H^2}\end{aligned}\tag{1.16}$$

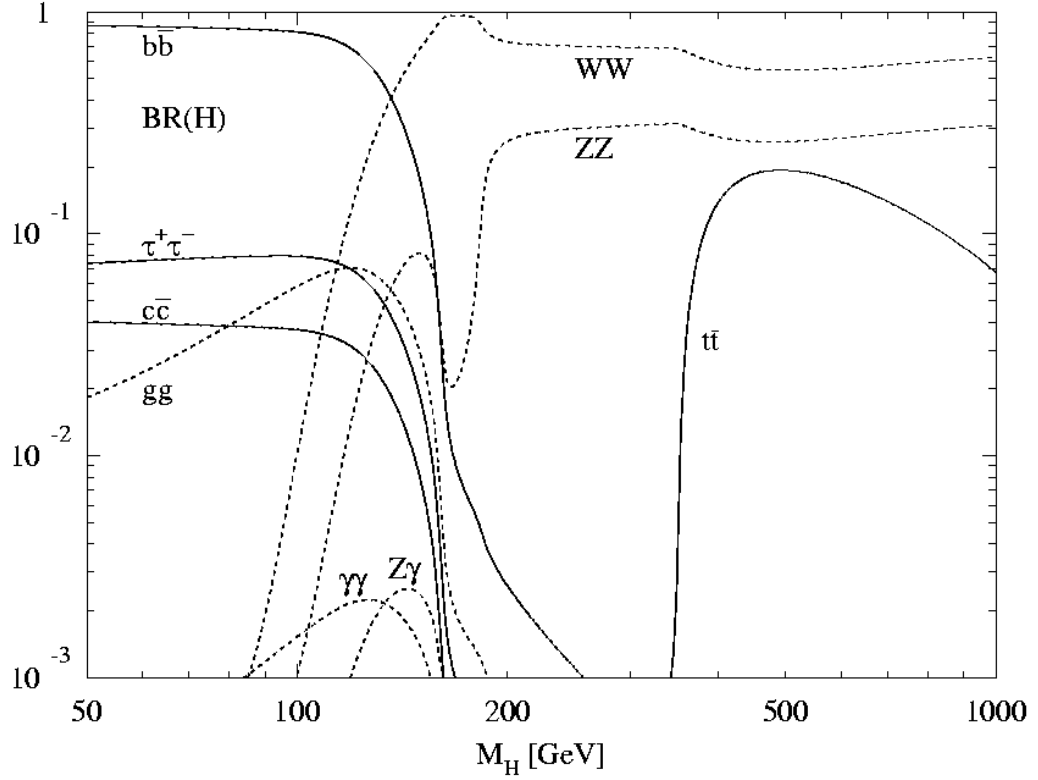


FIG. 1.3 – *Rapports d'embranchement des modes de désintégration dominants du Higgs standard en fonction de sa masse [4].*

Notons que :

- la largeur de désintégration en boson vecteur est proportionnelle à m_H^3 pour un Higgs lourd.
- pour les grandes valeurs de m_H , les modes $H \rightarrow WW$ et $H \rightarrow ZZ$ deviennent dominants et leurs rapports d'embranchement tendent asymptotiquement vers $2/3$ et $1/3$, ce qui apparaît clairement sur la figure 1.3.

Dans le canal fermionique, le couplage de Yukawa est proportionnel à la masse des fermions, privilégiant ainsi un couplage aux fermions lourds tels que les quarks bottom ou top. La largeur partielle de désintégration s'écrit (voir références [6] [8]) :

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c G_F}{4\pi\sqrt{2}} m_H m_f^2 (1 - x_f)^{\frac{3}{2}} \quad (1.17)$$

où

$$x_f = 4 \frac{m_f^2}{m_H^2} \quad (1.18)$$

et $N_c = 1$ pour les leptons, $N_c = 3$ pour les quarks.

Pour un Higgs léger, le mode $b\bar{b}$ est privilégié avec un rapport d'embranchement proche de 90%.

Le rapport d'embranchement du canal photonique $H \rightarrow \gamma\gamma$ est d'environ trois ordres de grandeur plus petit que celui du canal $H \rightarrow b\bar{b}$ et sa largeur partielle s'écrit (voir références [6] [8]) :

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) \propto \frac{\alpha^2 G_F}{128\pi^3 \sqrt{2}} m_H^3 \quad (1.19)$$

Cependant, la signature est propre et comme nous le verrons plus loin (section 1.5.1.1), ce canal constituera un important canal de découverte.

La largeur partielle du canal gluonique $H \rightarrow gg$ est (voir références [6] [8]) :

$$\Gamma(H \rightarrow gg) \propto \frac{\alpha_s^2 G_F}{36\pi^3 \sqrt{2}} m_H^3. \quad (1.20)$$

Même si le rapport d'embranchement en paires de gluons est environ quarante fois plus grand que celui en paires de photons, ce canal n'aura pas grand intérêt au LHC. En effet les deux gluons se fragmentent en deux jets qui ne pourront être distingués de la production directe de paires de jets au LHC.

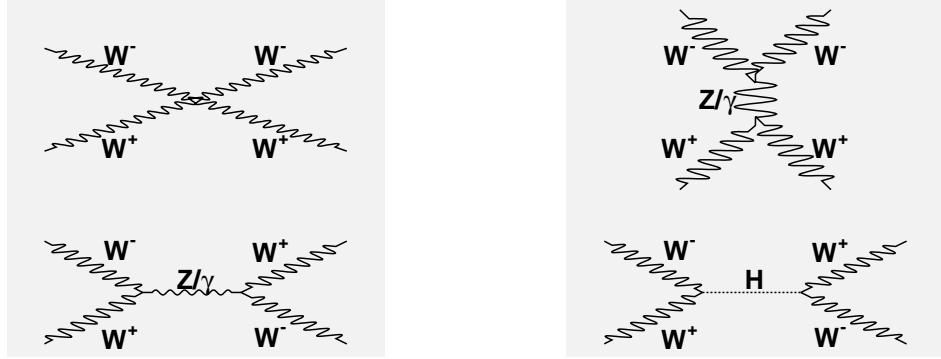
1.4 Limites sur la masse du Higgs

1.4.1 Limites théoriques

Il est possible d'imposer à la masse du Higgs des contraintes supérieures et inférieures à partir de conditions de cohérence interne (unitarité et stabilité du vide) et d'extrapolation aux hautes énergies (trivialité et largeur du Higgs) du modèle standard. Tous ces arguments reposent sur l'hypothèse que le modèle standard s'effondre si la masse du Higgs est trop grande.

1.4.1.1 Unitarité

C'est principalement l'argument d'unitarité qui fournit une contrainte supérieure stricte à la masse du Higgs. Dans le modèle standard, certaines sections efficaces croissent avec s , impliquant une possible violation de l'unitarité. Pour éviter cette violation, un scalaire est nécessaire.


 FIG. 1.4 – Diagrammes de Feynman de diffusion $WW \rightarrow WW$.

Pour comprendre cela, intéressons-nous à la diffusion élastique $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$. Sans Higgs, les diagrammes de Feynman de la figure 1.4 donnent une section efficace qui croît avec s . Grâce à l'ajout du Higgs, la divergence disparaît. Cependant, afin de ne pas violer l'unitarité perturbative et en utilisant la condition d'unitarité (voir la référence [3])

$$|\mathcal{R}e(a_l)| < \frac{1}{2} \quad (1.21)$$

où a_l est l'onde partielle de spin l issue de la décomposition de l'amplitude de diffusion de $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$, on obtient dans la limite $s \gg m_H^2$

$$\frac{G_F m_H^2}{4\pi\sqrt{2}} < \frac{1}{2} \quad (1.22)$$

qui se traduit par $m_H < 860 \text{ GeV}/c^2$.

Il est important de bien comprendre que ce résultat ne démontre pas que le boson de Higgs ne peut être plus lourd que $860 \text{ GeV}/c^2$; il signifie simplement que pour des masses lourdes la théorie perturbative n'est plus valide et que de nouvelles interactions fortes sont requises pour régulariser la section efficace. De même, dans la limite $s \ll m_H^2$, la condition d'unitarité nous permet d'obtenir une nouvelle inégalité

$$\frac{G_F s}{16\pi\sqrt{2}} < \frac{1}{2} \quad (1.23)$$

ce qui donne $\sqrt{s} < 1.8 \text{ TeV}$.

Ce résultat nous indique que, sans boson de Higgs, il doit y avoir de la nouvelle physique qui restaure l'unitarité perturbative quelque part en-dessous de 1.8 TeV .

1.4.1.2 Trivialité

La contrainte de trivialité peut aussi donner une limite supérieure à la masse du Higgs, l'argument étant de considérer l'échelle d'énergie à partir de laquelle le modèle standard n'est plus valide. En considérant une théorie purement scalaire sans bosons de jauge, ni fermions, dans laquelle le potentiel s'écrirait ($\mu^2 < 0$, $\lambda > 0$)

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.24)$$

le couplage quartique renormalisé à l'échelle d'énergie Q est donné par

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(v)}{1 - \frac{3}{4\pi^3} \log\left(\frac{Q^2}{v^2}\right) \lambda(v)} \quad (1.25)$$

où v représente l'échelle d'énergie électrofaible (~ 246 GeV) et $\lambda(v) = \frac{m_H^2}{2v^2}$ (voir référence [3]).

Dans la mesure où aucune nouvelle physique n'apparaît, l'équation 1.25 doit être valide quelle que soit l'échelle d'énergie Q . On remarque que cette équation possède un pôle de Landau pour une grande valeur de Q . Pour des grandes valeurs de la masse du Higgs, $\lambda(v)$ doit tendre vers zéro. Sans le terme $\lambda \Phi^4$ dans l'équation 1.24, la théorie devient alors une théorie de champ libre, n'interagissant pas avec les champs de matière et de jauge. Cette théorie est dite triviale. Cela implique que toute théorie en Φ^4 suppose l'existence d'une nouvelle physique.

Considérant le fait que λ est strictement positif, nous déduisons de l'équation 1.25 une condition sur $\lambda(v)$

$$\lambda(v) < \frac{2\pi^2}{3} \left(\log \frac{\Lambda_{NP}}{v} \right)^{-1} \quad (1.26)$$

ce qui donne comme borne supérieure sur m_H

$$m_H < \frac{2\pi v}{\sqrt{3}} \left(\log \frac{\Lambda_{NP}}{v} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.27)$$

Il est clair que l'échelle d'énergie de la nouvelle physique Λ_{NP} ne peut dépasser l'échelle de Planck $m_{Planck} = 10^{19}$ GeV/ c^2 . Supposant le modèle standard valide jusqu'à des échelles $\Lambda_{NP} = 10^3, 10^{15}, 10^{19}$ GeV, l'inégalité 1.27 donne respectivement comme limites supérieures à la masse du Higgs $m_H < 755, 165, 145$ GeV/ c^2 .

Une approche non-perturbative par calculs sur réseau donne aussi une contrainte $m_H < 600 - 800$ GeV/ c^2 pour tout $\lambda < \Lambda_{NP}$. Il est intéressant de constater que

les limites basées sur une théorie purement scalaire restent de l'ordre de grandeur du TeV, comme la limite due à l'unitarité. En couplant la théorie aux fermions et aux bosons de jauge et en supposant la théorie perturbative quelle que soit l'énergie en-dessous de l'échelle d'unification ($\sim 10^{15}$ GeV), on obtient une limite supérieure de la masse du Higgs dépendant de la masse du quark top. Pour $m_t = 170$ GeV/c², $m_H < 170$ GeV/c². Si un Higgs se trouve à une masse plus lourde, il devrait alors y avoir de la nouvelle physique en-dessous de l'échelle d'unification.

1.4.1.3 Stabilité du vide

Prendre comme argument la stabilité du vide¹ permet de poser une limite inférieure à la masse du Higgs [3]. Demander que le vide soit stable revient à demander que $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$ et que le potentiel de champ scalaire soit bien ainsi à un minimum :

$$V(v) < V(0) \quad (1.28)$$

Le minimum du potentiel peut être déterminé par

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi} \Big|_{\Phi=v/\sqrt{2}} = 0 \quad (1.29)$$

et la masse du Higgs peut être alors déduite :

$$m_H^2 = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial \Phi^2} \Big|_{\Phi=v/\sqrt{2}}. \quad (1.30)$$

Supposant le modèle standard valide jusqu'à l'échelle de Planck, on obtient comme contrainte inférieure [9] [10]

$$m_H \gtrsim 130.5 + 2.1(m_t - 174) \quad (1.31)$$

où m_t est la masse du quark top. En prenant $m_t = 175$ GeV/c², nous obtenons

$$m_H \gtrsim 132.5 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.32)$$

1.4.1.4 Largeur du Higgs

La largeur partielle de désintégration d'un Higgs lourd est proportionnelle à m_H^3 et est déduite des équations 1.15 dans la limite $x_V \rightarrow 0$ avec $V = W, Z$:

$$\Gamma_H = \frac{3G_F}{16\pi\sqrt{2}} m_H^3 \simeq 0.5 \text{ TeV}^{-2} m_H^3 \quad (1.33)$$

1. C'est-à-dire la stabilité du potentiel de Higgs.

La figure 1.5 représente la largeur totale de désintégration du Higgs. Considérer les valeurs pour lesquelles la largeur du Higgs devient égale à sa masse permet d'obtenir une limite supérieure sur la masse du Higgs ~ 1.4 TeV. A partir de cette valeur, le concept de particule de Higgs perd son sens puisque la largeur devient plus grande que la masse.

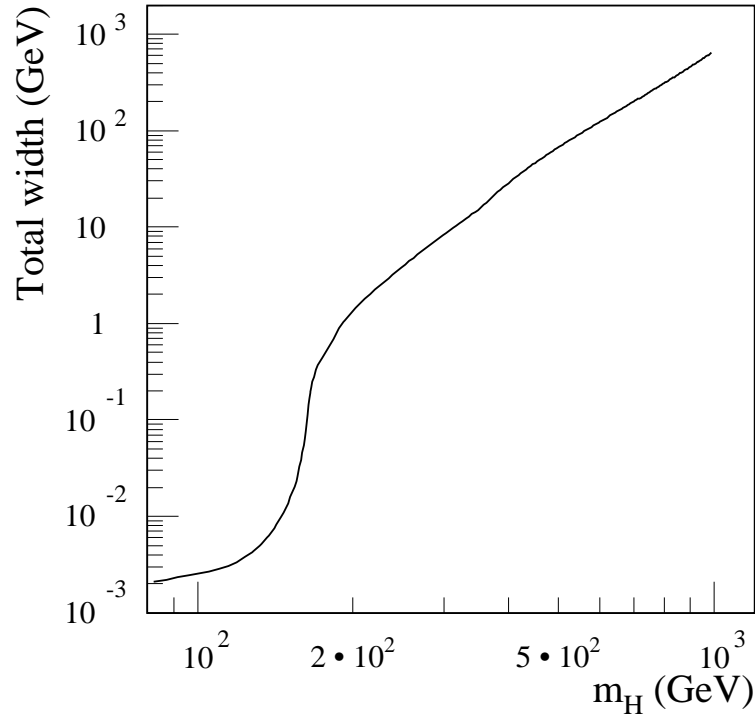


FIG. 1.5 – *Largeur totale de désintégration du Higgs standard en fonction de sa masse à l'ordre supérieur [4].*

1.4.1.5 Théorie perturbative et masse du Higgs

Chacun des arguments précédents pour fixer une borne supérieure à la masse du Higgs du modèle standard présente des problèmes dus au fait qu'ils prédisent l'effondrement de la théorie perturbative et ainsi des nouvelles interactions fortes entre les bosons vecteurs aux hautes énergies. Des arguments énoncés précédemment, il ne semble pas possible que le modèle standard reste cohérent sans aucune modification si la masse du Higgs se trouve être au-dessus de 1 TeV/c². Dans ce cadre théorique, on s'attend donc à observer le boson de Higgs avec une masse inférieure au TeV.

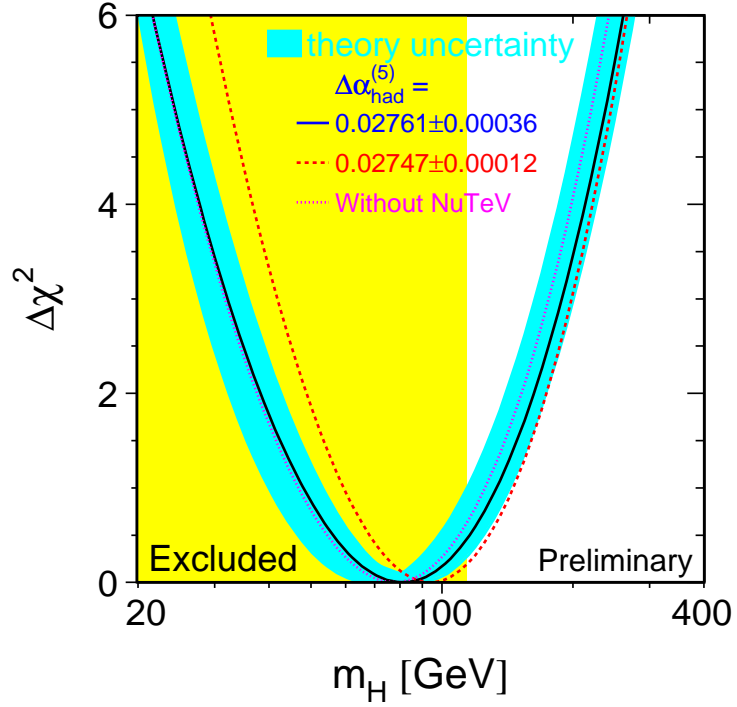


FIG. 1.6 – Contraintes apportées par les mesures électrofaibles de précision des paramètres sur la masse attendue du Higgs du modèle standard [11].

1.4.2 Résultats expérimentaux de la recherche du Higgs

Les plus fortes contraintes expérimentales viennent de la recherche directe du boson de Higgs au LEP et des mesures électrofaibles de précision.

Recherche indirecte

Les mesures électrofaibles de précision (e.g. au pic du Z , m_W , $\sin^2\theta_W$, m_t) permettent de contraindre la masse du Higgs. Les corrections radiatives impliquant le boson de Higgs sont proportionnelles à $\log\frac{m_H}{m_W}$.

Les résultats des ajustements électrofaibles, $m_H = 91_{-37}^{+58}$ GeV/c² et $m_H < 211$ GeV/c² à 95 % de niveau de confiance, favorisent un Higgs léger [11].

Recherche directe

Aux énergies du LEP, le boson de Higgs est principalement produit dans le canal $e^+e^- \rightarrow HZ$ par un processus de Higgsstrahlung et se désintègre à plus de 70 %

en paires de quarks $b\bar{b}$. Les derniers résultats combinés des recherches directes effectuées par les collaborations LEP excluent un Higgs de masse inférieure à $114.4 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance (voir référence [12]).

Ainsi, les mesures expérimentales et les limites théoriques posées sur m_H favoriseraient un Higgs léger.

1.5 Recherche du Higgs auprès des grands collisionneurs

Le Higgs est recherché directement au Tevatron avec CDF et D0 et le sera au LHC avec ATLAS et CMS.

1.5.1 Au LHC

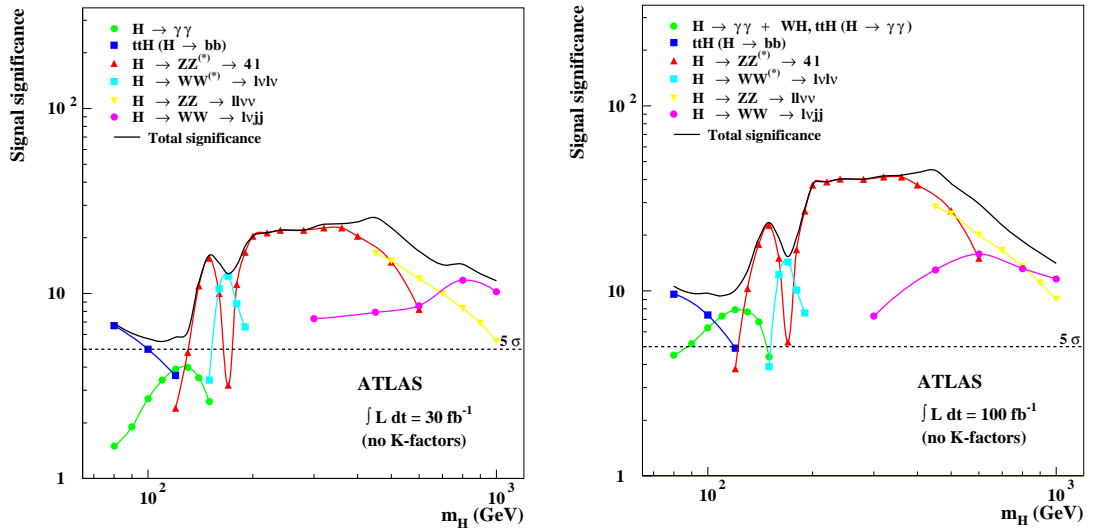


FIG. 1.7 – Signification statistique de découverte du Higgs au LHC en fonction de sa masse, par canaux de désintégration pour une luminosité de 30 fb^{-1} à gauche et de 100 fb^{-1} à droite [6].

Au LHC, devant le nombre important d'événements ayant la même topologie, la principale méthode d'extraction d'un signal de Higgs sera de rechercher une résonance sur un continuum de bruits de fond. Le large choix de canaux de désintégration (voir la figure 1.7) permettra avec seulement 10 fb^{-1} , en combinant ATLAS et CMS [6][13], de couvrir le spectre de masses accessibles au LHC pour un Higgs du modèle standard. Les figures 1.7 représentent la signification

statistique² en fonction de la masse du Higgs pour 30 et 100 fb⁻¹ pour la seule expérience ATLAS.

1.5.1.1 Higgs léger ($m_Z < m_H \leq 2m_Z$)

Bien que le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ ait un rapport d'embranchement supérieur à 50 % pour m_H inférieure à 130 GeV (voir la figure 1.3), il se trouve noyé dans le bruit de fond QCD.

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ a un rapport d'embranchement de l'ordre de 10^{-3} , mais le déclenchement se fait sur deux photons isolés, signature facilement identifiable. Les principaux bruits de fond sont la production directe de photons (irréductible) et les jets identifiés comme des photons (réductible).

Les productions associées HZ , HW et $Ht\bar{t}$ avec $H \rightarrow b\bar{b}$ offrent un déclenchement sur un lepton de haute énergie issu d'un quark top ou d'un boson vecteur. L'identification des jets des quarks b fournit un moyen efficace de rejeter des bruits de fond dans le cas de la production associée $Ht\bar{t}$ puisque l'état final contient quatre jets de b, à combiner correctement.

Pour des valeurs de m_H comprises entre 120 et $2m_Z$, le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ offre un signal facilement identifiable, complété par le canal $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ quand $m_H \simeq 2m_Z$.

La bonne identification des photons et des leptons impose une calorimétrie électromagnétique de qualité.

1.5.1.2 Higgs de masse intermédiaire ($2m_Z < m_H \lesssim 650 \text{ GeV}/c^2$)

Pour un Higgs du modèle standard ayant une masse supérieure à deux fois la masse du boson Z, le canal dit en or est $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Les deux paires de leptons ont la masse du Z, ce qui permet une forte réjection des bruits de fond. Le principal bruit de fond irréductible est la production directe ZZ . L'importante augmentation de la largeur du Higgs en fonction de sa masse (voir figure 1.5) pose un problème pour ce canal de désintégration. D'autres canaux utilisant la désintégration $H \rightarrow WW$ seront aussi intéressants pour une confirmation de découverte et une étude des couplages entre Higgs et bosons vecteurs. En particulier, la fusion bosonique faible comme mode de production du Higgs connaît un regain d'inté-

2. La signification statistique est définie comme le rapport du nombre d'événements de signal attendu S et de la fluctuation statistique du nombre d'événements de bruit de fond \sqrt{B} . Le boson de Higgs est dit "observé" dans un canal donné si S/\sqrt{B} est supérieur à 5.

rêt. En utilisant la topologie du canal $WW \rightarrow H$, le canal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$, où $j = \text{jet}$, sera étudié au chapitre 6.

1.5.1.3 Higgs lourd ($m_H \gtrsim 650 \text{ GeV}/c^2$)

Aux grandes masses, les canaux $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l, ll\nu\nu$ dominent complètement. Le canal de désintégration $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu jj$ a un rapport d'embranchement de près de 30 %, éclipsant complètement le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ d'un facteur 50. Cependant, devant les importants bruits de fonds réductibles que sont Wj et $t\bar{t}$, l'utilisation des jets supplémentaires "vers l'avant", provenant de la production du Higgs par fusion bosonique faible, reste le seul moyen efficace de réduire ces bruits de fond. Un autre canal digne d'intérêt est $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$ avec un rapport d'embranchement huit fois inférieur à celui de $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$.

Il faut néanmoins remarquer que la largeur d'un Higgs lourd rend difficile l'observation d'un pic de masse.

1.5.2 Au Tevatron

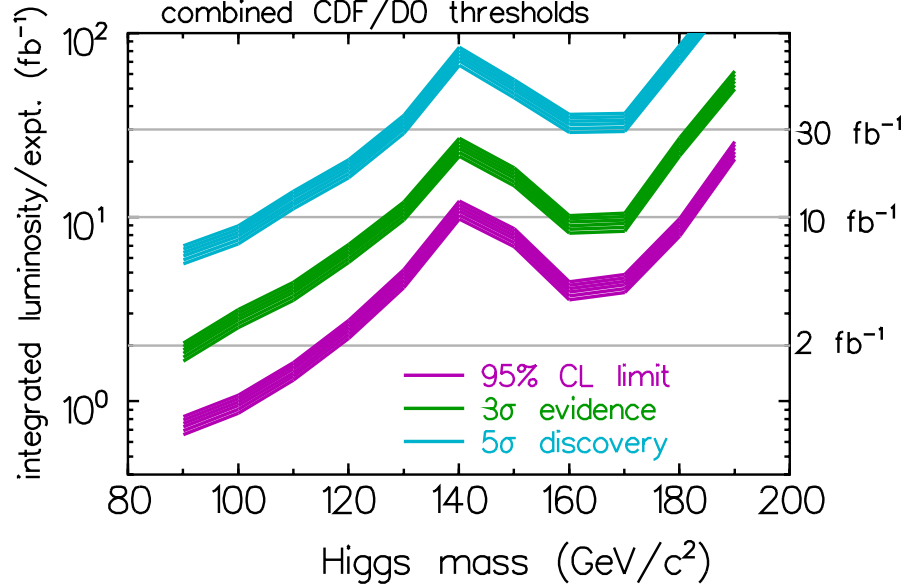
Les désintégrations du Higgs venant de productions associées à un boson vecteur (WH , ZH [14]) donnant un lepton constituent l'essentiel des canaux de recherche au Tevatron :

- Pour un Higgs léger ($m_H < 135 \text{ GeV}/c^2$), le mode privilégié est $H \rightarrow b\bar{b}$.
- Pour un Higgs plus lourd, la désintégration $H \rightarrow WW$ sera la plus prometteuse avec environ 65,5 % de rapport d'embranchement.

Le run IIb devant apporter $6,5 \text{ fb}^{-1}$ fin 2008, la mise en évidence d'un Higgs du modèle standard de masse $m_H < 180 \text{ GeV}/c^2$ avec une signification statistique de 3 déviations standard ainsi que la découverte d'un Higgs de masse $m_H \lesssim 115 \text{ GeV}/c^2$ ($S/\sqrt{B} > 5$) pourraient être rendues possible (voir la figure 1.8).

1.6 Le Higgs dans le secteur du MSSM

Il existe une extension du modèle standard qui comprend une symétrie supplémentaire impliquant un nouveau spectre de particules et reliant les bosons aux fermions et inversement : la supersymétrie (SUSY). Les partenaires supersymétriques des quarks s'appellent les squarks et ceux des leptons les sleptons. L'extension supersymétrique à basse énergie la plus simple est le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) (voir la référence [15]). Dans ce modèle,

FIG. 1.8 – *Potentiel de découverte du boson de Higgs au Tevatron. [14]*

il y a deux doublets de Higgs. Ceci nous mène à cinq degrés physiques de liberté correspondant aux cinq bosons de Higgs : deux scalaires neutres h (le plus léger) et H , deux scalaires chargés H^\pm et un pseudoscalaire neutre A^0 .

Les masses des bosons de jauge s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} m_{W^\pm} &= \frac{g \sqrt{(v_1^2 + v_2^2)}}{2} \\ m_Z &= \frac{\sqrt{g^2 + g'^2} \sqrt{(v_1^2 + v_2^2)}}{2} \\ m_\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (1.34)$$

où v_1 et v_2 sont les valeurs du vide des deux doublets.

A l'ordre le plus bas, les masses des bosons de Higgs (et leurs couplages) peuvent être exprimées en fonction de deux paramètres : la masse m_{A^0} et $\tan\beta \equiv \frac{v_2}{v_1}$ qui est le rapport des valeurs du vide des deux doublets. Ces masses s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} m_{A^0}^2 &= \frac{2|\mu B|}{\sin 2\beta} \\ m_{h,H}^2 &= \frac{1}{2} \left[m_{A^0}^2 + m_Z^2 \mp \left((m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta \right)^{1/2} \right] \\ m_{H^\pm}^2 &= m_W^2 + m_{A^0}^2 \end{aligned} \quad (1.35)$$

où μ est un paramètre libre déjà décrit dans la section 1.1 et B un nouveau paramètre de masse.

Les masses des fermions sont obtenues de la même façon que dans le modèle standard, par les couplages de Yukawa.

A l'ordre le plus bas, ces masses doivent satisfaire les relations suivantes :

$$\begin{aligned} m_{H^\pm} &> m_W \\ m_H &> m_Z \\ m_h &< m_{A^0} \\ m_h &< m_Z |\cos 2\beta| \end{aligned} \tag{1.36}$$

La dernière des inégalités signifie que le plus léger des bosons de Higgs neutres est plus léger que le boson Z . Il aurait donc dû être observé à LEP2. Ce n'est pas le cas mais cela n'invalide pas le MSSM puisque les corrections d'ordre supérieur aux relations précédentes sont grandes.

Les corrections radiatives introduisent une dépendance selon m_t , $m_{squarks}$ et des paramètres de mélange des squarks. L'effet le plus significatif de ces corrections est que la limite supérieure pour m_h augmente avec m_t et $m_{squarks}$; en particulier, l'inégalité $m_h < m_Z |\cos 2\beta|$ devient $m_h < 130 \text{ GeV}/c^2$ pour $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$, $m_{squarks} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et des mélanges négligeables entre squarks. Ainsi, s'il existe un boson de Higgs léger, il sera observable au LHC et à Tevatron.

Dans le régime de découplage ($m_Z \ll m_{A^0}$), h se comporte comme le higgs du modèle standard. De plus, si les états plus lourds de Higgs ne sont pas trop lourds, ils pourront aussi être observés. La figure 1.9 montre les potentiels de découverte dans le plan $(m_{A^0}, \tan\beta)$ dans le scénario de mélange maximum des squarks stops. Au moins un des bosons de Higgs devrait être découvert au LHC. Une grande partie de l'espace des paramètres peut être couverte dans la recherche de h et H en utilisant les mêmes techniques que pour le Higgs standard. De plus, la figure 1.9 illustre bien le fait que à la fois h et H peuvent être observés simultanément dans certaines régions de l'espace des paramètres; des techniques de recherche supplémentaires peuvent alors être employées pour découvrir A^0 et/ou H^\pm .

Ainsi, au LHC, il sera possible soit d'exclure l'intégralité du plan $(m_{A^0}, \tan\beta)$, démontrant ainsi que le modèle du MSSM n'est pas viable, soit de découvrir au moins un des bosons de Higgs du MSSM, indépendamment des valeurs de m_{A^0} et $\tan\beta$. Il est cependant important de remarquer que, pour une masse de A^0 supérieure à $200 \text{ GeV}/c^2$ et des valeurs de $\tan\beta$ de l'ordre de 5, seul h peut être découvert et ses propriétés ne permettront pas de le distinguer d'un

Higgs standard. Seules des mesures de précision montrant des déviations des prédictions du modèle standard permettront de les distinguer et aussi d'observer des particules supersymétriques.

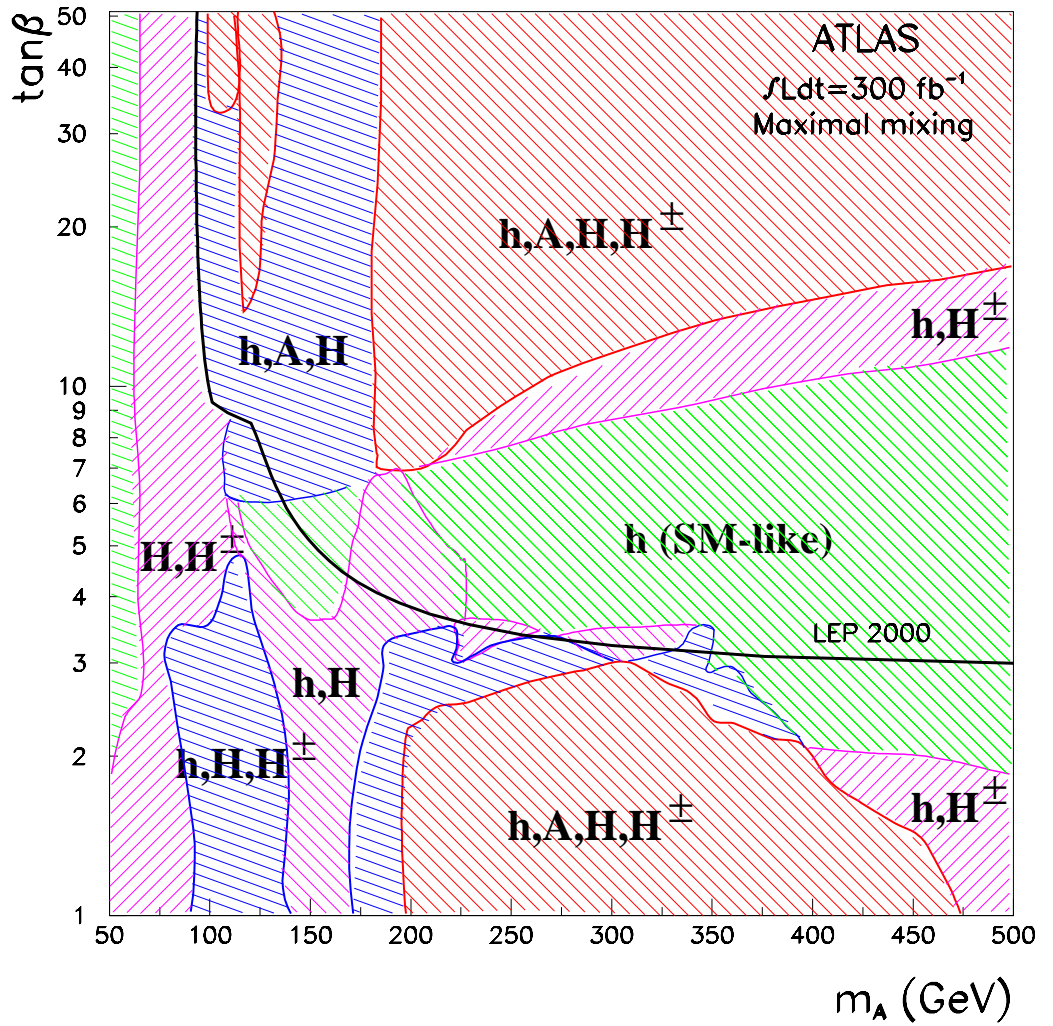


FIG. 1.9 – Régions du plan $(m_A, \tan\beta)$ où les bosons de Higgs du MSSM peuvent être observés par ATLAS pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} . Les régions exclues par les résultats de LEP se situent en-dessous de la courbe LEP 2000.

1.7 Conclusion

Nous avons vu que pour rendre compte de la masse des fermions il est nécessaire d'adjoindre à la théorie du modèle standard un secteur scalaire, le secteur de Higgs. Ce secteur met en oeuvre un doublet de champs scalaires complexes de $SU(2)_L$, introduisant ainsi quatre degrés de liberté. Trois servent à donner une masse aux bosons faibles lors de la brisure spontanée de symétrie de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, le dernier est le champ scalaire de Higgs.

Le boson de Higgs n' a jusqu'à présent pas été découvert malgré tous les efforts expérimentaux entrepris. Des arguments théoriques prédisent une masse inférieure à $\sim 1 \text{ TeV}/c^2$ tandis que les résultats expérimentaux actuels favorisent un Higgs léger en excluant des masses du Higgs inférieures à $114,4 \text{ GeV}/c^2$ et supérieures à $211 \text{ GeV}/c^2$. Ce sont ces contraintes sur la masse du Higgs qui ont, entre autres, motivé l'élaboration du LHC et la construction des expériences ATLAS et CMS et notamment leur calorimétrie.

Les canaux dorés de découverte du Higgs sont leptoniques pour des Higgs pas trop lourds et deviennent semi-leptoniques au fur et à mesure que sa masse devient grande. Il existe principalement deux modes de production du Higgs au LHC, la fusion de gluons, qui domine, et la fusion de bosons vecteurs, qui apporte à la signature deux quarks "spectateurs". L'intérêt de ce dernier mode de production concerne surtout les higgs lourds mais peut s'étendre à un higgs de masse intermédiaire ($2m_Z < m_H \lesssim 650 \text{ GeV}/c^2$).

Enfin, le Higgs peut se manifester autrement que dans le cadre du modèle standard. Si le Higgs se trouve être dans le secteur du MSSM, alors il ne devrait pas non plus échapper au LHC.

Chapitre 2

LHC et ATLAS

Le collisionneur hadronique LHC et l'expérience ATLAS sont décrits dans ce chapitre. Chaque sous-détecteur est passé en revue, excepté le calorimètre électromagnétique qui fait l'objet d'un chapitre complet (chapitre 3).

2.1 Le LHC

Le LHC (*Large Hadron Collider*) [16] est un collisionneur proton-proton entrant en fonction en 2007. Il aura une énergie dans le centre de masse de 14 TeV/c² et une luminosité allant de $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Il est prévu que celui-ci fonctionne aussi en mode Pb-Pb pour l'étude des collisions d'ions lourds, avec 5,5 TeV/nucléon et une luminosité de $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Quatre grandes expériences utiliseront le faisceau :

- ATLAS [17] et CMS [13] dédiées à la recherche du boson de Higgs et à la physique accessible aux énergies de l'ordre du TeV.
- LHC-B [18] dédiée à la physique du B et principalement à la mesure des paramètres de la matrice CKM.
- ALICE [19] dédiée à la physique des ions lourds et à l'étude des plasmas de quarks et gluons lors de l'utilisation du mode Pb-Pb.

La figure 2.1 montre la disposition de ces expériences sur l'anneau du LHC.

2.1.1 Performances

La luminosité instantanée nominale de l'accélérateur est $\mathcal{L}_0 = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Pendant les trois premières années, celui-ci fonctionnera en régime de basse luminosité $\mathcal{L} \simeq \mathcal{L}_0/10$; celle-ci augmentera graduellement jusqu'à \mathcal{L}_0 et pourrait atteindre une valeur maximale de $2,5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. L'obtention d'une telle luminosité est facilitée par l'utilisation de collisions proton-proton en opposition

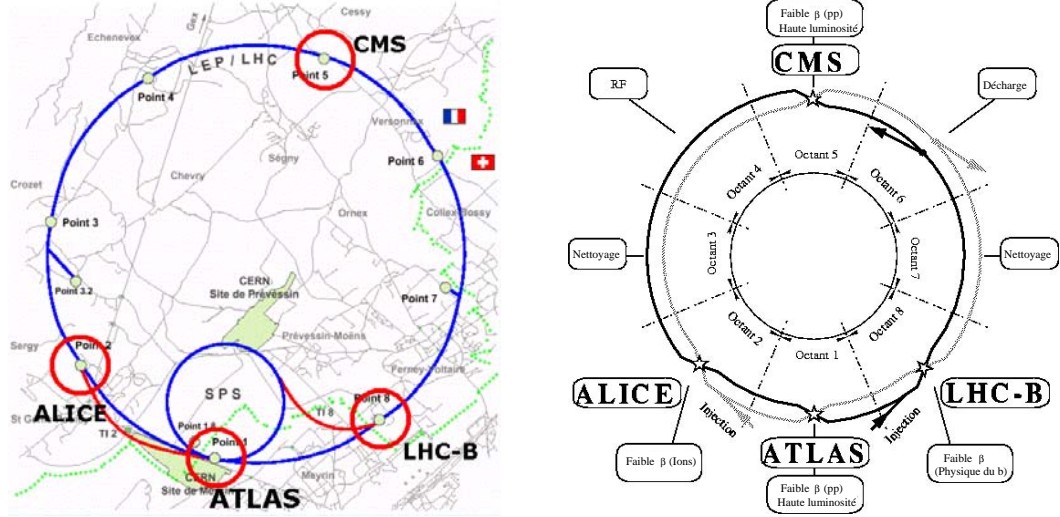


FIG. 2.1 – Disposition des quatre expériences au LHC.

aux collisions proton-antiproton (Tevatron). En effet, l'intensité des sources d'antiprotons est un facteur limitant pour atteindre les luminosités attendues au LHC.

Le LHC utilisera les infrastructures déjà existantes du LEP, notamment le tunnel de 27 km de long ainsi que la chaîne d'injection LINAC/Booster/PS/SPS. Dans le mode fondamental du LHC, 2808 paquets de forme oblongue, séparés de 7,48 mètres et contenant chacun $1,1 \cdot 10^{11}$ protons, seront injectés, à une énergie de 450 GeV, dans le grand anneau puis accélérés par des cavités radio-fréquences à une énergie de 7 TeV par proton, ce qui correspond à une fréquence de croisement de 40 MHz (pour plus de détails, voir la référence [16]).

Une particularité du LHC est l'utilisation d'un même champ dipolaire pour courber les deux faisceaux séparés de 19,4 centimètres grâce à un système d'aimants qualifié de "2 en 1"; la figure 2.2 présente une coupe transversale de ce système. 1232 aimants supraconducteurs, de 14,3 mètres de long, fournissant un champ dipolaire de 8,33 Teslas, sont nécessaires pour dévier les faisceaux le long des 27 kilomètres de circonférence de l'anneau, ainsi que 392 quadrupôles supraconducteurs pour les focaliser.

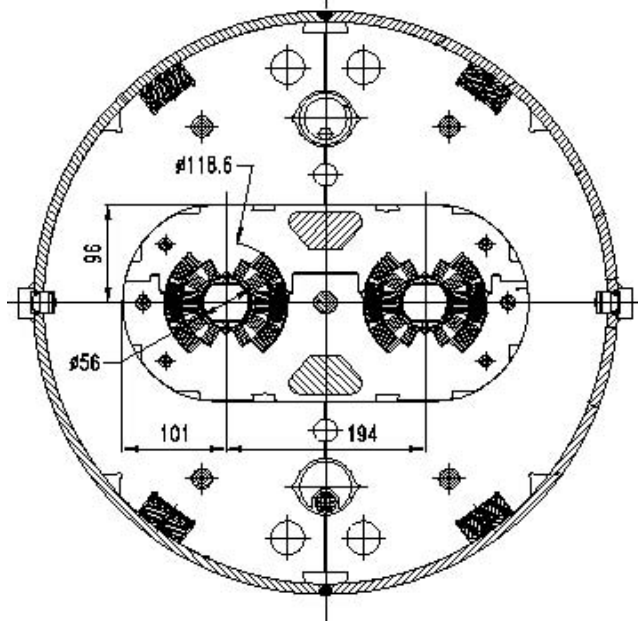


FIG. 2.2 – Coupe transversale de l'aimant dipolaire "2 en 1".

2.1.2 Variables cinématiques

Au LHC, on impose la conservation de l'énergie transversale car nombre des particules provenant des collisions resteront dans le tube à vide, rendant alors impossible l'utilisation de la conservation de l'énergie dans le détecteur. Pour décrire la cinématique des particules, nous nous placerons dans un repère cylindrique $(\mathcal{O}xyz)$ ¹ et utiliserons principalement les variables suivantes [20] :

- La pseudo-rapidité η définie par :

$$\eta = -\ln \left| \tan \frac{\Theta}{2} \right|. \quad (2.1)$$

Θ représente l'angle de diffusion d'une particule par rapport à l'axe $(\mathcal{O}z)$. η est une approximation de la rapidité \mathcal{Y} en négligeant les masses devant les impulsions. \mathcal{Y} s'écrit par :

$$\mathcal{Y} = -\frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (2.2)$$

L'utilisation de la variable η est motivée par le fait que la distribution de la section efficace des interactions inélastiques proton-proton suivant η est

1. L'axe $(\mathcal{O}z)$ correspondant à l'axe des faisceaux et $(x\mathcal{O}y)$ au plan transverse.

uniforme². Afin de maintenir constante l'occupation des canaux de lecture des détecteurs, ceux-ci doivent être segmentés suivant la variable η . Un autre intérêt de cette variable est que la différence de rapidité est une invariante du groupe de Lorentz dans la direction ($\mathcal{O}z$).

- L'angle azimutal Φ dans le plan ($x\mathcal{O}y$). C'est l'angle qui définit une rotation autour de l'axe du faisceau.
- L'impulsion et l'énergie transversales p_T et E_T définies par :

$$\begin{aligned} p_T &= \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \\ E_T &= \frac{E}{\cosh \eta} \end{aligned} \tag{2.3}$$

Les variables p_T et E_T sont des invariants du groupe de Lorentz dans la direction ($\mathcal{O}z$).

2.1.3 Contraintes du LHC sur les détecteurs

La figure 2.3 montre les sections efficaces de divers processus dans les collisionneurs hadroniques en fonction de \sqrt{s} . Par exemple, le LHC produira en moyenne un Higgs de 150 GeV/c² toutes les cinq secondes. La section efficace inélastique non-diffractive des collisions proton-proton $\sigma_{pp,14\text{ TeV}}^{\text{inélastique}}$ vaut environ 70 mb [16]. Connaissant la luminosité nominale de la machine, nous pouvons calculer le nombre moyen d'interactions inélastiques non-diffractives, appelées aussi événements de biais minimum³ :

$$\mathcal{N}_{\mathcal{L}_0} = \sigma_{pp,14\text{ TeV}}^{\text{inélastique}} \cdot \mathcal{L}_0 \cdot 25\text{ ns} \cdot \frac{3564}{2808} = 24 \tag{2.4}$$

où le rapport $\frac{3564}{2808}$ traduit le fait que les paquets ne se croisent pas en moyenne exactement toutes les 25 ns car tous les paquets ne sont pas remplis; 2808 est le nombre de paquets effectivement remplis et 3564 le nombre total de paquets présents dans l'anneau.

A chaque croisement, une vingtaine d'interactions ayant lieu, nous serons donc en présence d'un "empilement" des événements. Le temps de réponse des détecteurs sera aussi source d'empilement. L'empilement impose de fortes contraintes sur les détecteurs [21] :

- Une segmentation suffisamment fine pour diminuer la sensibilité aux événements de biais minimum autres que ceux du signal.

2. Le nombre de particules est à peu près constant par unité de η .

3. La très grande majorité de ces interactions sont des parasites se superposant aux événements intéressants de faible section efficace.

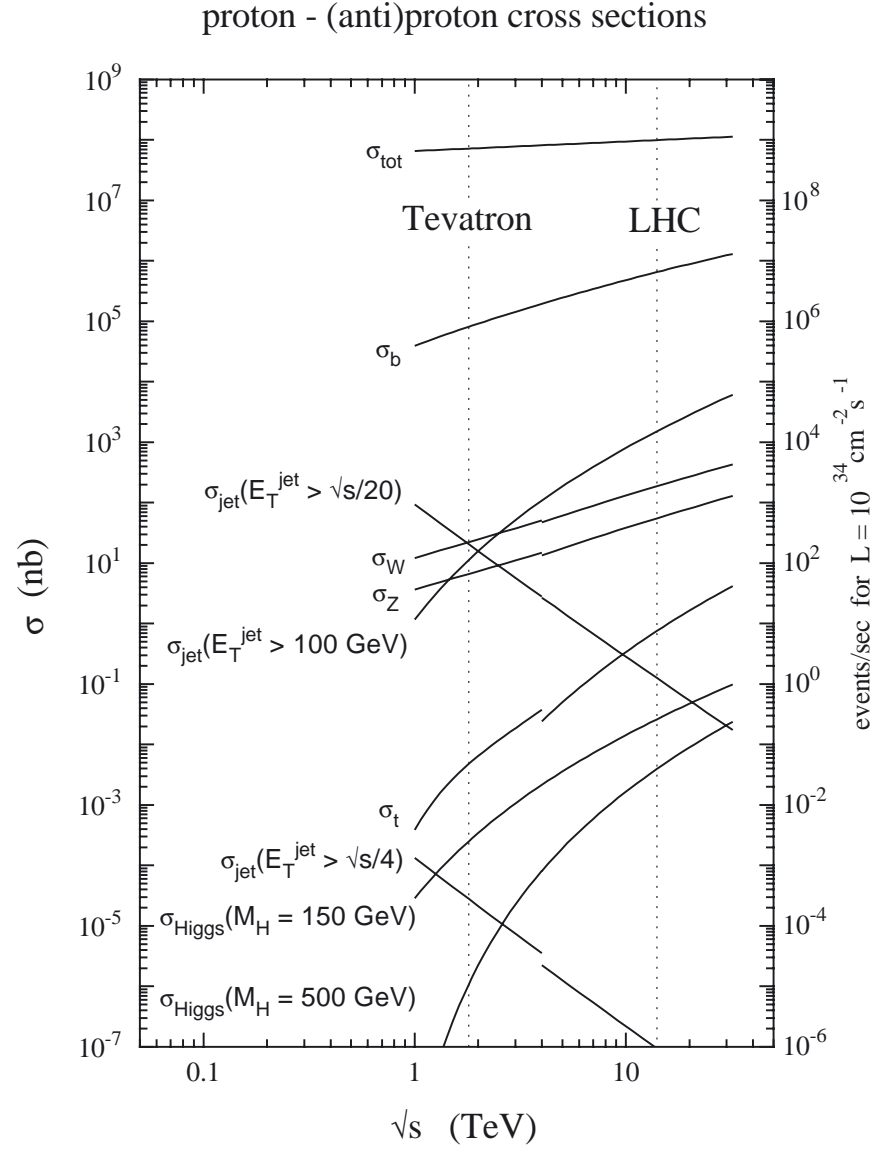


FIG. 2.3 – Sections efficaces des processus typiques des machines hadroniques en fonction de l'énergie du centre de masse \sqrt{s} . Remarquons la différence entre la section efficace inélastique totale et celles de processus physiques comme la production de Higgs.

- Un traitement rapide des données pour séparer en temps les événements issus de croisements successifs. En plus d’une électronique rapide, un système de mémoire (“pipelines”) analogique permettra de conserver l’information durant l’attente de pré-sélection de l’événement⁴ ($\sim 2\mu\text{s}$).
- un système efficace de déclenchement pour sélectionner les événements intéressants.

Le niveau de radiations au LHC sera très élevé. Cela se comprend aisément du fait du nombre important de particules émises interagissant dans les détecteurs (10^9 collisions par seconde). Ces radiations endommagent les matériaux constituant les milieux actifs et passifs de détection, ainsi que toute l’électronique de lecture. La figure 2.4 nous montre le niveau de radiations que devra supporter le détecteur ATLAS. Pour préserver des radiations l’électronique proche du détecteur, les technologies DMILL et DSM sont utilisées. Les éléments du détecteur soumis aux radiations sont capables de supporter dix ans de fonctionnement du LHC à haute luminosité.

4. Déclenchement de niveau 1.

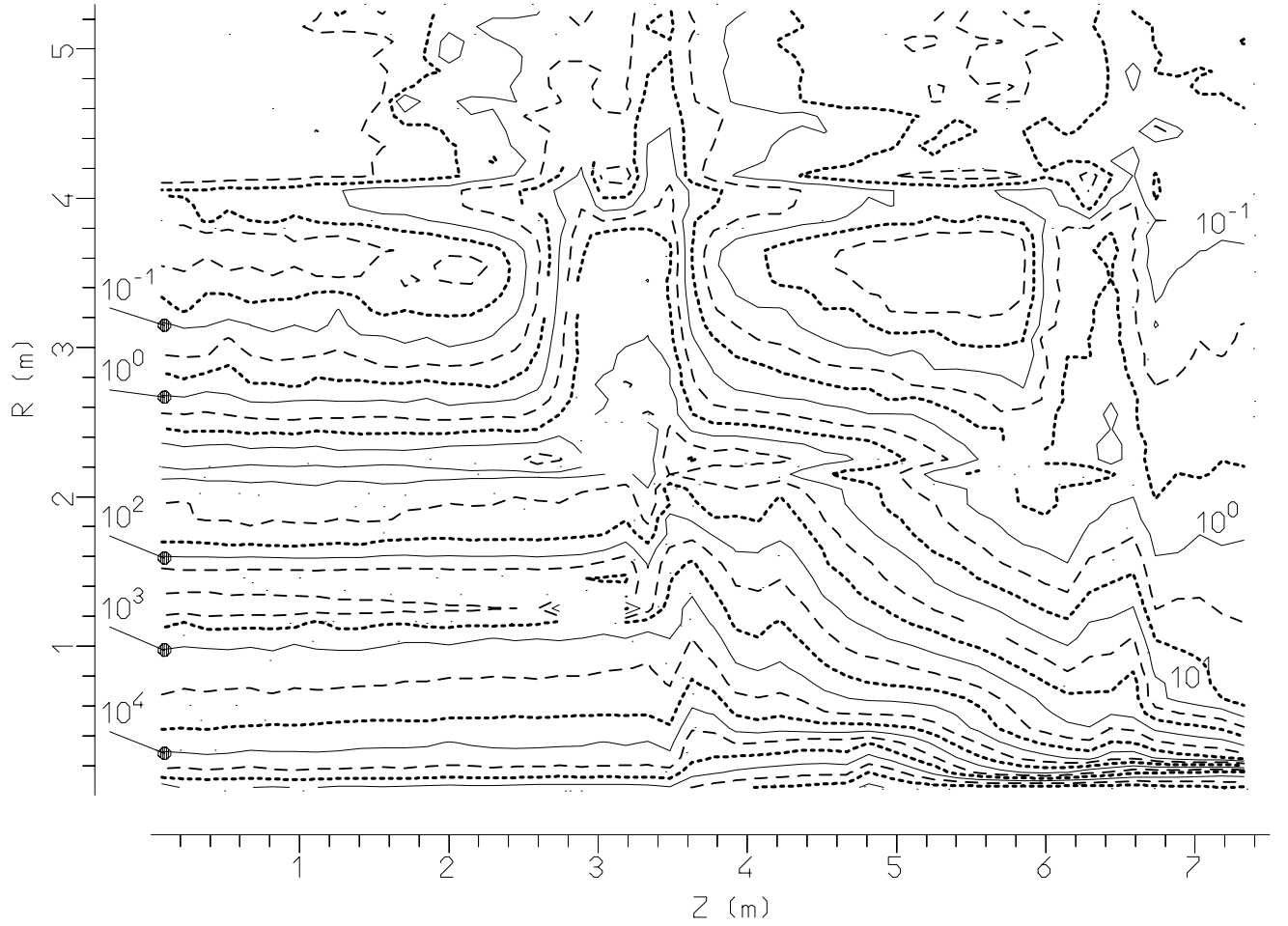


FIG. 2.4 – Répartition des doses accumulées en Gy/an au sein du détecteur ATLAS, à haute luminosité du LHC ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$).

2.2 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS [22, 6] (voir figure 2.5) est composé de différents sous-détecteurs disposés en couches de façon à conserver une symétrie axiale autour du faisceau. Au plus proche du point de collisions se trouvent les détecteurs internes de traces baignant dans le champ magnétique d'un aimant solénoïdal. Les calorimètres électromagnétiques et hadroniques viennent ensuite. Enfin les spectromètres à muons associés à des aimants à champ toroïdal enveloppent le tout. Sa longueur est de 44 m, son diamètre de 22 m et son poids de 7 kt.

2.2.1 Les aimants

La figure 2.5 nous donne un aperçu du système d'aimants supraconducteurs d'ATLAS. L'aimant solénoïdal central fournit aux détecteurs internes un champ

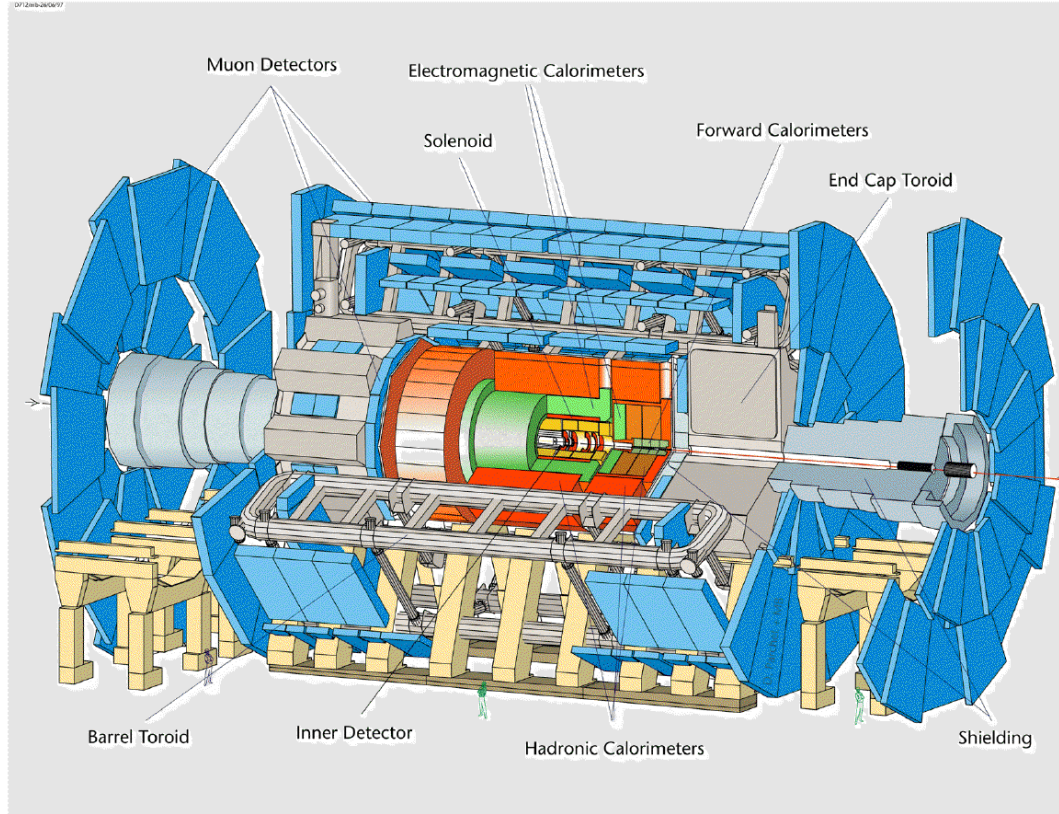


FIG. 2.5 – Vue générale du détecteur ATLAS, de ses sous-détecteurs et du système d'aimants supraconducteurs.

magnétique et est entouré par un toroïde à air "tonneau", complété par deux aimants toroïdaux "bouchons"⁵. Le choix du toroïde à air permet de minimiser la dégradation de la résolution due à la diffusion multiple. Le système d'aimants se compose donc comme suit :

- Le solénoïde central supraconducteur délivre un champ magnétique de 2 Teslas parallèle à l'axe (Oz), mesure 5,3 m de long et 2,44 m (2,63 m) de diamètre intérieur (extérieur) et pèse 5,7 t.
- Le toroïde central est composé de huit bobines supraconductrices de 25,3 m de long et a pour diamètre intérieur (extérieur) 9,4 m (20,1 m) et un poids de 830 t. L'intégrale du champ magnétique $\int B \cdot dl$ croît avec η , prenant des valeurs comprises entre 2 ($\eta = 1$) et 5,8 T.m ($\eta = 3$).

⁵. On utilise le terme bouchon quand il s'agit de parties du détecteur situées à ses extrémités, c'est-à-dire à grande rapidité.

- Huit bobines composent chacun des deux toroïdes bouchons longs de 5 m. Le diamètre intérieur (extérieur) est de 1,65 m (10,7 m). $\int B.dl$ est comprise entre 4 et 8 T.m pour η allant de 1,6 à 2,7.

2.2.2 Le détecteur interne

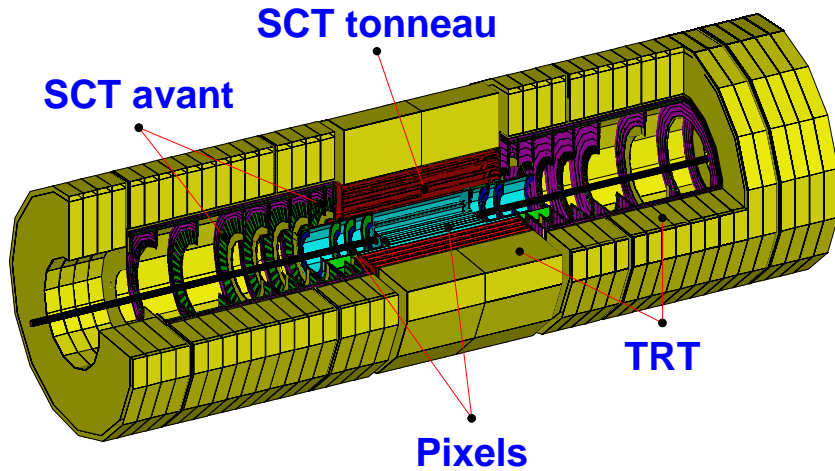


FIG. 2.6 – Les différents éléments du détecteur interne d'ATLAS.

La figure 2.6 nous montre la composition du détecteur interne d'ATLAS. Les exigences imposées par les mesures des impulsions et par la résolution nécessaire sur la position des vertex d'interaction impliquent une fine granularité étant donnée la très haute densité de traces attendues au LHC.

A haute luminosité, le détecteur interne doit être capable de mesurer précisément l'impulsion des e^\pm et μ^\pm et d'étiqueter les jets issus des quarks b . En association avec le calorimètre électromagnétique, il aide à l'identification des γ et des e^\pm .

A basse luminosité, il détermine la position des vertex secondaires pour la reconstruction des hadrons beaux et des τ^\pm .

Il a un rôle prépondérant pour la séparation des électrons du fond hadronique.

Afin de minimiser les pertes d'énergie par rayonnement de freinage⁶ ainsi que les diffusions multiples des particules issues du vertex d'interaction, l'épaisseur de matière morte qu'il représente pour les traces doit être la plus fine possible.

6. Aussi appelé Bremsstrahlung.

Le détecteur interne est composé de trois sous-détecteurs (voir les références [23][24]) :

- Le détecteur à pixels de silicium, situé au plus près du point d’interaction. Il comprend 3 couches de pixels situées à 4, 10 et 13 cm de l’axe du faisceau. Les pixels ont pour dimensions $50\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$ pour la première couche et $50\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$ pour les deux autres couches. Cela représente environ 140 millions de pixels au total.
- Le détecteur à pistes⁷ de silicium ou SCT (*SemiConductor Tracker*). Il couvre la région allant de 30 cm à 52 cm de l’axe du faisceau et comporte 6 millions de pistes. Quatre points supplémentaires de mesure par traces sont ainsi obtenus dans la zone centrale.
- Le détecteur de traces à radiations de transition⁸ ou TRT (*Transition Radiation Tracker*) utilise des tubes à dérive de 4 mm de diamètre, ce qui permet d’ajouter un nombre important de points (plus de 35) et de fournir un signal pour l’identification des électrons. Un radiateur constitué de feuilles de polyéthylène se trouve entre les tubes.

Le détecteur interne couvre la région $|\eta| < 2,5$, limité en cela par le niveau élevé des radiations dans les régions de plus grande rapidité. Le tableau 2.1 résume les résolutions spatiales de ses composants.

Système	Position	Résolution spatiale $\sigma(\mu\text{m})$	Région en η
Pixels	1 couche proche du point d’interaction ($R \sim 4\text{ cm}$)	$\Phi = 12, z = 69$	$\pm 2,5$
	2 couches tonneau	$\Phi = 12, z = 69$	$\pm 1,7$
	2×5 disques bouchon	$\Phi = 12, z = 77$	$1,7 - 2,5$
SCT	4 couches tonneau	$\Phi = 16, z = 580$	$\pm 1,4$
	2×9 roues bouchon	$\Phi = 16, z = 580$	$1,4 - 2,5$
TRT	tubes tonneau (axiaux)	170/tube	$\pm 0,7$
	tubes bouchon (radiaux)	170/tube	$0,7 - 2,5$

TAB. 2.1 – Couverture et résolution spatiale des composants du détecteur interne.

Les principales performances attendues du détecteur interne sont :

- Mesure des angles polaires avec une précision meilleure que 2 mrad.
- Reconstruction des traces isolées de plus de 5 GeV/c d’impulsion transversale, avec une efficacité supérieure à 95 %.

7. Aussi appelées strips.

8. Rayonnement dans le domaines des X produit par le passage d’une particule chargée à l’interface de deux milieux d’indice différents. Ce rayonnement est typique de la particule présente.

- Etiquetage des jets issus de hadrons beaux avec une efficacité supérieure à 50 % et un rejet⁹ des jets issus d'autres quarks de l'ordre de 100 en régime de haute luminosité.
- Identification combinée avec le calorimètre électromagnétique des photons de $p_T > 50 \text{ GeV}/c$ avec une efficacité supérieure à 90 % et un rejet des électrons supérieur à 500 et des pions supérieur à 3.
- Reconstruction des traces provenant de vertex primaires et de vertex secondaires avec une efficacité supérieure à 95 % pour des $p_T > 0,5 \text{ GeV}$ à basse luminosité.

De par sa position, le détecteur interne est une source de dégradation des résolutions du calorimètre électromagnétique. Pour minimiser le nombre de conversions de γ ou encore les pertes d'énergie des e^\pm par Bremsstrahlung, il est indispensable de contrôler la quantité de matière située en amont du calorimètre. La reconstruction des traces de particules chargées, notamment en ce qui concerne les e^\pm , devient alors moins compliquée.

La figure 2.7 montre la distribution de la quantité de matière du détecteur interne, exprimée en unité de longueurs de radiations (X_0), en fonction de η . La valeur maximale est $1,35 X_0$ et la quantité de matière du détecteur interne représente $0,5 X_0$ en moyenne.

2.2.3 Le calorimètre électromagnétique

La plus forte contrainte concernant les performances du détecteur vient de la recherche du boson de Higgs. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, pour une masse inférieure à $150 \text{ GeV}/c^2$, les modes de désintégrations du Higgs intéressants sont $H \rightarrow \gamma\gamma$ [25] et $t\bar{t}H(\rightarrow b\bar{b})$ [26] avec au moins un lepton dans l'état final afin d'augmenter l'efficacité de déclenchement. De plus les modes de production associée HW , HZ ou $t\bar{t}H$ permettent d'augmenter la signification statistique à haute luminosité [27] pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ (le signal comporte un lepton isolé et deux photons).

Une calorimétrie électromagnétique très performante est indispensable pour extraire le signal du continuum important comme pour la recherche d'un boson de Higgs léger (voir la figure 2.8).

Etant donné ma participation à la construction et aux tests du calorimètre

9. Le facteur de rejet est défini comme étant le nombre d'événements qui ne satisfont pas le critère de sélection pour un événement qui le satisfait.

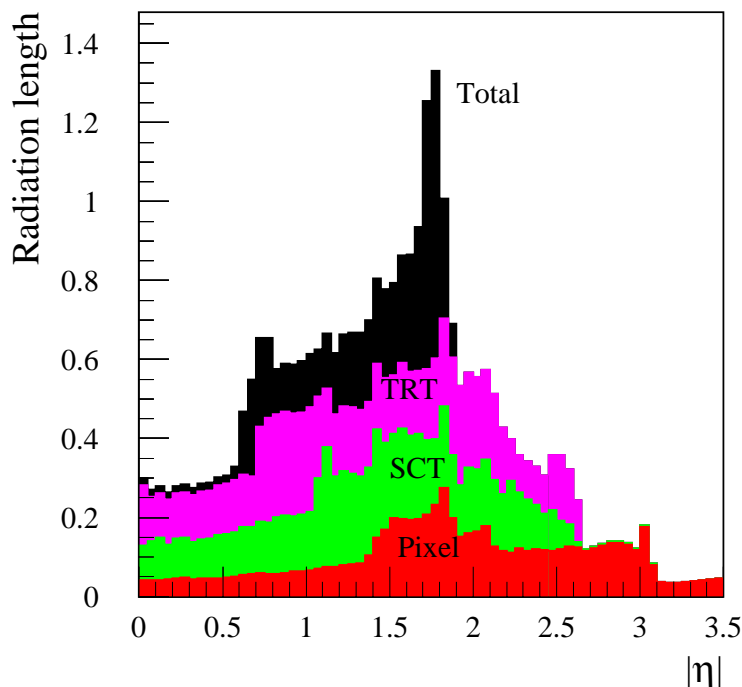


FIG. 2.7 – Quantité de matière des différentes parties du détecteur interne en fonction de η . Les courbes successives montrent la matière cumulée par le détecteur à pixels, le SCT et le TRT. La courbe totale inclut les matériaux associés au détecteur interne (électronique, refroidissement) [23].

électromagnétique, celui-ci sera décrit de façon plus approfondie dans le chapitre 3.

2.2.4 Le calorimètre hadronique

Sa fonction est la mesure de l'énergie des jets et des hadrons isolés. Pour cela, une grande couverture est nécessaire : $|\eta| < 3,2$. Une profondeur de près de dix longueurs d'interactions est nécessaire pour contenir les gerbes hadroniques et diminuer le niveau de bruit dans le détecteur à muons.

Le calorimètre hadronique est composé de deux parties distinctes :

- Le calorimètre central¹⁰ hadronique est constitué de tuiles de scintillateurs disposées dans une matrice de fer qui sert de milieu absorbeur. Le volume

10. Appelé aussi tonneau.

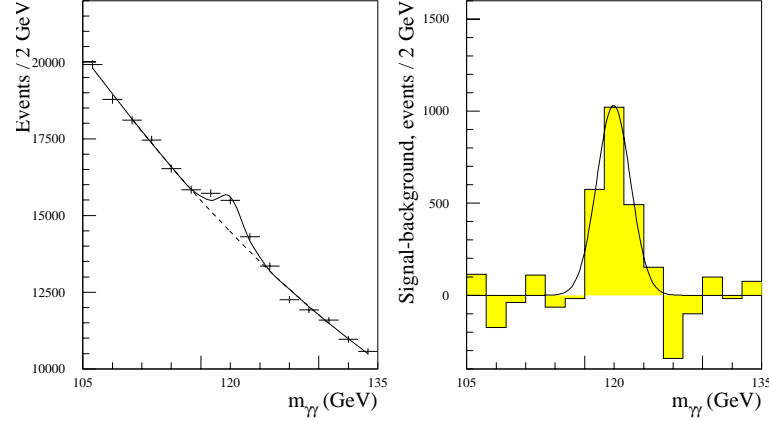


FIG. 2.8 – *Signal attendu pour la désintégration du Higgs en 2 photons pour une masse du Higgs de 120 GeV/c² et une luminosité intégrée de 100 fb⁻¹ [6]. Le signal est représenté avant (à gauche) et après soustraction du bruit de fond (à droite).*

- de fer représente un peu moins de cinq fois celui des scintillateurs. Son principe de fonctionnement est représenté sur le schéma 2.9. Il couvre la région $|\eta| < 1,7$. Le signal lumineux se propage du scintillateur aux photomultiplicateurs situés à l'arrière du détecteur par deux fibres optiques. Le tonneau est composé d'une partie centrale de 5,3 m de longueur et de deux autres parties de part et d'autre de 2,65 m de longueur chacune. Chaque partie se décompose en soixante-quatre secteurs selon Φ . Un module est segmenté suivant trois compartiments en profondeur afin d'optimiser l'identification des jets et la résolution en énergie. Les deux premiers compartiments ont pour granularité $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,1 \times 0,1$ et le dernier $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,2 \times 0,1$.
- Les bouchons hadroniques, d'acceptance $1,5 < |\eta| < 3,2$, ont le même principe de fonctionnement que les calorimètres électromagnétiques dont nous discuterons plus tard. L'argon liquide est utilisé comme milieu actif et des plaques de cuivre comme absorbeur. Les signaux d'ionisation produits dans les intervalles d'argon liquide sont lus par des électrodes disposées en damier. Il est constitué de deux roues de seize secteurs en Φ . La granularité est $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,1 \times 0,1$ pour $|\eta| < 2,4$ et de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,2 \times 0,2$ au-delà. Il est composé de trois compartiments dont deux situés dans la première roue.

La résolution en énergie du calorimètre hadronique est de :

$$\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 3\% \text{ pour } |\eta| < 3. \quad (2.5)$$

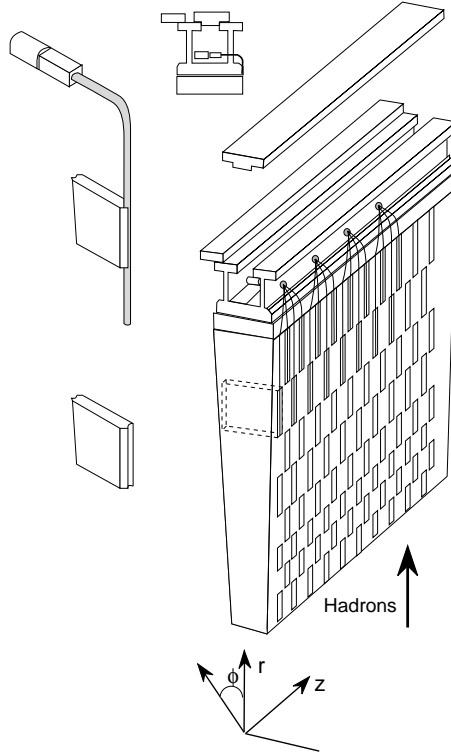


FIG. 2.9 – Schéma d'un module du calorimètre hadronique tonneau.

2.2.5 Le calorimètre vers l'avant

Le calorimètre vers l'avant (FCAL) est composé de quatre compartiments et couvre la région de grande rapidité ($3,1 < |\eta| < 4,9$). Son but est essentiellement la mesure de l'énergie transversale manquante d'un événement, signature de SUSY ou d'une désintégration invisible du Higgs. Il a aussi un rôle important dans l'étude des canaux de désintégration d'un Higgs produit par fusion de bosons vecteurs, du fait des deux jets "vers l'avant" (voir la section 1.2).

Pour contrer l'effet des fortes radiations (jusqu'à 10^6 Gy/an) à grande rapidité, des matériaux résistants aux radiations et de grande densité ont été choisis. La figure 2.10 nous montre sa composition; il possède quatre compartiments :

- Le premier (FCAL1) est un détecteur cuivre/argon, optimisé pour la reconstruction des électrons.
- Les deux compartiments suivants (FCAL2 et FCAL3) sont des détecteurs hadroniques tungstène/argon.
- Le quatrième compartiment (Plug), non instrumenté, sert de protection

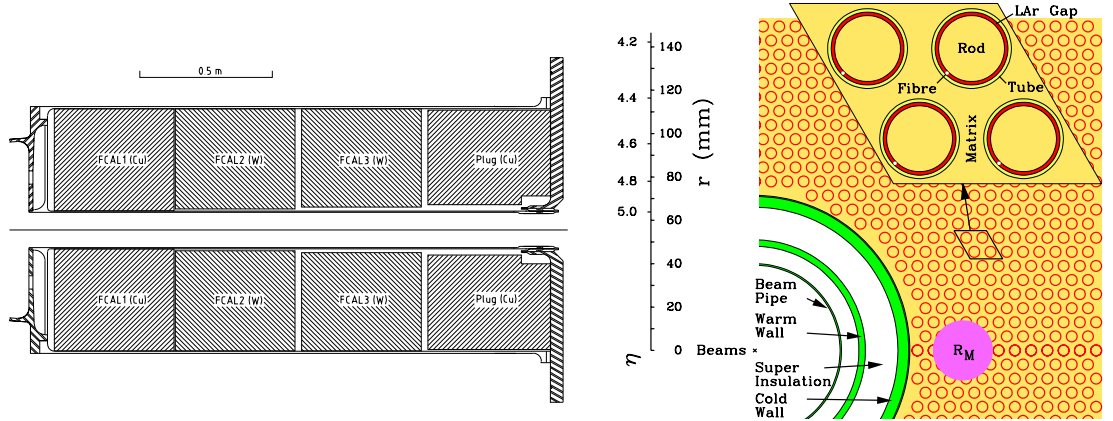


FIG. 2.10 – Coupe transversale (à gauche) et schéma de fonctionnement (à droite) du calorimètre vers l'avant .

pour les chambres à muons vers l'avant afin d'y limiter la pénétration des gerbes hadroniques.

La structure du FCAL est constituée d'une matrice d'absorbeur contenant des électrodes tubulaires parallèles à la ligne de faisceau avec un faible gap pour limiter la charge d'espace et le temps de dérive (voir la figure 2.10).

2.2.6 Le spectromètre à muons

Le détecteur de muons fonctionne en association avec les aimants supraconducteurs toroïdaux décrits dans la section 2.2.1. Il fait partie, comme nous le verrons plus loin, du système de déclenchement de niveau 1 et doit donc avoir une réponse rapide. Il mesure les trajectoires avec une résolution spatiale de $\sigma = 60 \mu\text{m}$.

Les chambres à muons (voir les figures 2.5 et 2.11) sont disposées de façon à ce que les particules provenant du vertex primaire traversent trois plans successifs. La position de ces plans est optimisée pour obtenir une bonne herméticité et une bonne résolution en impulsion.

Comme nous le voyons sur la figure 2.11, la partie centrale du détecteur de muons consiste en trois cylindres concentriques, tandis que les parties "avant" sont formés de disques.

Pour répondre aux deux fonctions qui lui sont assignées, quatre types de chambres, dont les caractéristiques sont données par le tableau 2.2, sont utilisées :

- Les **CSC** (*Cathode Strip Chambers*) sont des chambres proportionnelles.

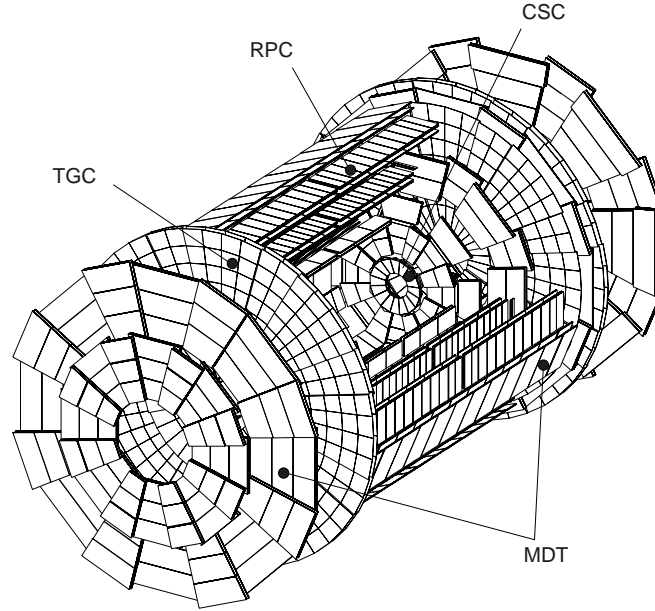


FIG. 2.11 – Vue du spectromètre à muons. Les quatre technologies utilisées sont indiquées.

	Chambres de précision		Chambres de déclenchement	
	CSC	MDT	RPC	TGC
Nombre de chambres	32	1 194	596	192
Nombre de canaux de lecture	67 000	370 000	355 000	440 000
Surface couverte (m ²)	27	5 500	3 650	2 900

TAB. 2.2 – Aperçu quantitatif de l'instrumentation des chambres à muons.

Elles offrent une grande précision spatiale $\sigma = 50 \mu\text{m}$, ce qui permet de les placer à grande rapidité.

- Les **MDT** (*Monitored Drift Tubes*) sont utilisés pour obtenir une couverture la plus complète possible.
- Les **RPC** (*Resistive Plate Chambers*) sont des chambres gazeuses de réponse plus rapide que les précédentes.

- Les **TGC** (*Thin Gap Chambers*) sont très semblables aux CSC du point de vue de la conception. Elles offrent elles-aussi une réponse plus rapide que les **CSC** et les **MDT**.

Les deux premiers types de chambre sont donc utilisés pour les mesures de précision et les deux derniers pour le déclenchement de niveau 1.

Un autre point concernant ces chambres est le contrôle de leur alignement. En effet, au vu des dimensions du spectromètre, il n'est pas possible de stabiliser les positions des chambres avec une précision meilleure que $30\ \mu\text{m}$. Les déformations et les positions des chambres doivent donc être contrôlées afin de pouvoir appliquer les corrections nécessaires lors de l'analyse "offline" des données.

Enfin, il est attendu que le spectromètre puisse identifier plus de 90 % des muons de $p_T > 6\ \text{GeV}/c$ [22] tandis que l'impulsion transversale doit être mesurée avec une précision de 1 à 10 % pour un p_T allant de 5 à 1000 GeV/c , cela étant motivé par des canaux tels que $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ ou $Z' \rightarrow \mu\mu$ (voir référence [28]).

2.2.7 Le système de déclenchement et d'acquisition

La variété des signatures recherchées impose de fortes contraintes au système de déclenchement, compte tenu des particules présentes dans l'état final (par exemple des leptons chargés, des jets de grand p_T , des bosons de jauge, l'énergie manquante des neutrinos). De plus, la fréquence de croisement des paquets de protons (40 MHz) et la grande multiplicité des traces au LHC rendent très complexes le déclenchement et l'acquisition des données. La sélection d'événements rares, parmi les 10^9 collisions par seconde du LHC par des détecteurs comportant 10^7 canaux, constitue un des principaux défis du LHC. Les exigences sur les capacités de stockage des données et sur la puissance de calcul obligent à pré-sélectionner des événements puis d'affiner cette sélection afin de passer du taux de croisement de 40 MHz au taux de stockage de 100 Hz. La taille moyenne d'un événement est environ 1 Mo. La stratégie d'ATLAS pour le système de **déclenchement/acquisition** est schématisée sur la figure 2.12. Elle comporte trois niveaux:

- Le niveau 1 (**LVL1**) identifie des signatures intéressantes de physique et définit des régions physiques d'intérêt pour le niveau suivant.
- Le niveau 2 (**LVL2**) examine les régions d'intérêt pour l'ensemble des sous-détecteurs afin de confirmer la décision du niveau 1, et de construire des objets physiques (candidats e^\pm , γ , μ^\pm , jets, p_T , E_T ...).
- Le niveau 3, appelé filtre d'événements (**EF**), procède à la sélection finale des événements qui seront écrits pour l'analyse.

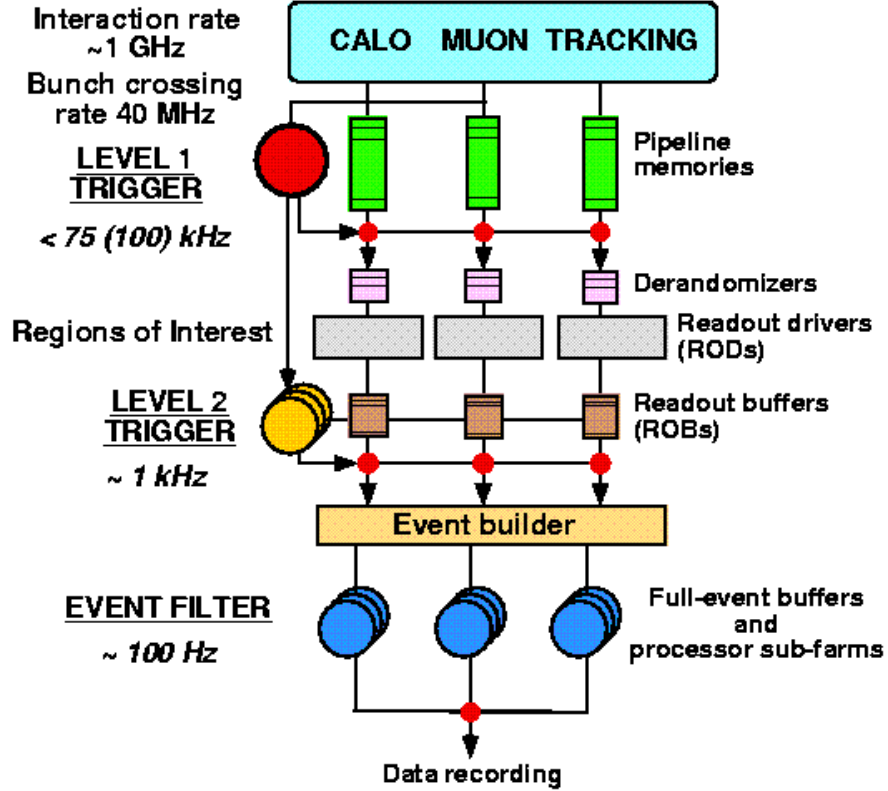


FIG. 2.12 – Diagramme du système de déclenchement et d'acquisition.

Le déclenchement de niveau 1 (voir la référence [29]) se fait à partir des calorimètres et du spectromètre à muons. Il utilise les données des chambres rapides du détecteur à muons et des tours de sommation analogique du signal dans les calorimètres. Pour rendre la décision rapide, des algorithmes simples définissent les régions d'intérêt. Des objets (muons, dépôt d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques, jets dans les calorimètres hadroniques) sélectionnés selon des critères de multiplicité, d'énergie transversale manquante et d'énergie transversale totale sont construits. Ce traitement s'effectue en $2 \mu s$, les données étant contenues dans des mémoires analogiques. L'événement accepté, les **RODs** (*Read-Out Drivers*) lisent et mettent en forme toutes les données des calorimètres et convertissent les **ADC** en **GeV**. A ce niveau, le taux d'événements est de 75 kHz. Les données sont alors de nouveau stockées dans des mémoires en attendant le résultat du déclenchement de niveau 2.

Pour le déclenchement de niveau 2, en utilisant des algorithmes dans les seules régions d'intérêt, des objets plus complexes sont reconstruits à partir des

données des détecteurs. Ils représentent potentiellement des candidats e^\pm , γ , jets, μ^\pm ou τ^\pm . Des combinaisons de ces informations permettent dorénavant d'identifier des processus complexes (e.g. calcul de masses invariantes de deux leptons). Le temps de calcul moyen est de 10 ms pour un taux de 1 kHz en sortie.

Le **troisième niveau** représente l'étape ultime dans laquelle l'événement est entièrement reconstruit en utilisant la granularité complète du détecteur. A ce stade, la fréquence de sélection des événements est de 100 Hz. Le temps de calcul est de l'ordre de quelques secondes.

2.3 Conclusion

Le LHC va permettre d'étudier les particules élémentaires à des énergies encore jamais atteintes dans un collisionneur. La contre-partie est qu'il représente un environnement très contraignant pour les expériences qui s'y trouveront.

L'expérience ATLAS a été conçue pour fonctionner dans cet environnement. Elle possède la structure standard des expériences se situant dans un collisionneur, mais à une échelle supérieure. Chaque sous-détecteur doit répondre à des critères très stricts afin de permettre d'extraire la physique. Le système de déclenchement ne représente pas le moindre de tous les défis technologiques relevés. Grâce à ses trois niveaux de décision, il doit être capable de sélectionner l'événement digne d'intérêt parmi des millions.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

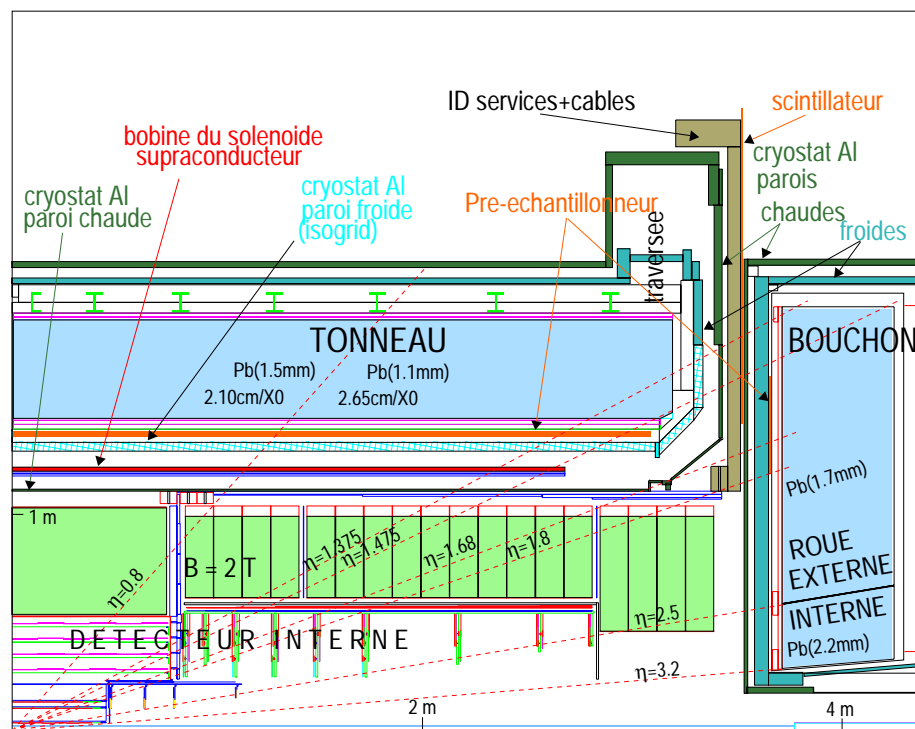


FIG. 3.1 – Coupe longitudinale d'un quart du détecteur ATLAS : Détecteur interne + calorimètre électromagnétique.

Nous aborderons le principe de la calorimétrie à argon liquide dans une première partie puis suivra une présentation générale du calorimètre. Enfin, nous finirons ce chapitre par la description de la construction d'un module du calorimètre.

3.1 Principe de la calorimétrie à argon liquide

Un calorimètre électromagnétique doit mesurer l'énergie des électrons et des photons. Nous allons ici décrire les processus permettant à ces particules de déposer leur énergie ainsi que le principe de fonctionnement d'un calorimètre électromagnétique argon liquide à échantillonnage (voir [30] et [31]).

3.1.1 Processus d'interactions

Les figures 3.2 représentent les principales interactions pour un électron ou un photon traversant une épaisseur de plomb.

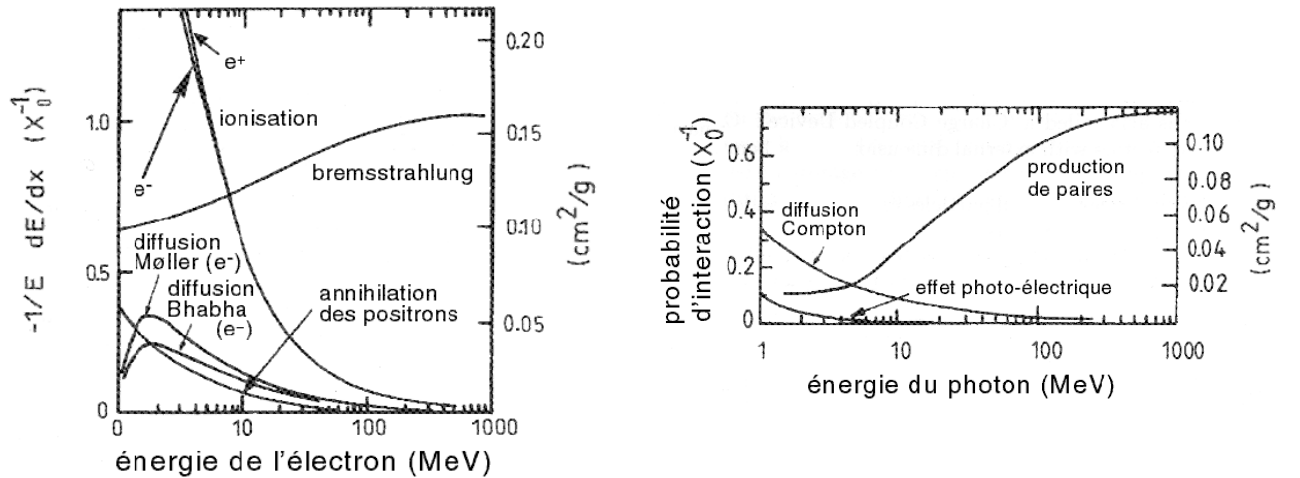


FIG. 3.2 – A gauche, dépôt d'énergie des électrons dans le plomb en fonction de l'énergie incidente pour différents processus. A droite, probabilité d'interaction d'un photon dans le plomb en fonction de l'énergie incidente pour différents processus. (voir [20] [32])

Perte d'énergie des électrons et des positrons

Les électrons et les positrons perdent de l'énergie par **ionisation** comme le font les particules chargées plus lourdes. Cependant du fait de leur faible masse, ils perdent aussi de façon significative de l'énergie par **rayonnement de freinage**

au fur et à mesure qu'augmente leur énergie. Pour des électrons de basse énergie, **l'annihilation électrons/positrons** ou **la diffusion élastique** sont d'autres processus de perte d'énergie.

Pour une énergie supérieure à 100 MeV, la perte d'énergie se fait quasi-exclusivement par Bremsstrahlung. La section efficace différentielle pour des particules relativistes [20] est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{dk} \simeq \frac{A}{X_0 \mathcal{N}_A k} \left(\frac{4}{3} + \frac{4y}{3} + y^2 \right) \quad (3.1)$$

où A est le nombre de masse du noyau du matériau traversé, \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro, k l'énergie du photon, X_0 la longueur de radiation (voir l'équation 3.4 plus loin) et y est la fraction d'énergie transférée au photon rayonné.

Perte d'énergie d'un photon

Contrairement aux particules chargées massives dont les interactions avec la matière se traduisent par une petite perte d'énergie et par une légère déviation de leur trajectoire, les photons ont une forte probabilité d'interagir. Les trois principaux processus électromagnétiques d'interaction d'un photon avec la matière sont **l'effet photo-électrique**, **l'effet Compton** et **la création de paires électron/positron**.

Pour une énergie supérieure à 100 MeV, les interactions sont presque totalement dues à la création de paires. La section efficace totale de création de paires dans la limite des hautes énergies est donnée par la formule approchée [20]:

$$\sigma \simeq \frac{7}{9} \frac{A \mathcal{N}_A}{X_0} \quad (3.2)$$

L'équation 3.2 est précise à quelques pourcents pour des énergies descendant jusqu'au GeV, en particulier pour des matériaux de grand Z .

La conjugaison du **Bremsstrahlung** et de la **création de paires** donne naissance à une cascade de particules (gerbe) au sein du milieu traversé.

3.1.2 Développement d'une gerbe électromagnétique

Comme décrit dans la section 3.1.1, un électron émettra un photon au travers du calorimètre par rayonnement de freinage qui se transformera en paire électron/positron. Cela se produira jusqu'à épuisement de l'énergie de la première particule incidente et donnera une gerbe électromagnétique. Pratiquement, la cascade s'arrête lorsque le processus d'ionisation devient prédominant. Cela intervient à l'énergie critique¹ $E_{critique}$ du milieu, donnée par la formule approchée

1. L'énergie critique est définie comme étant l'énergie à laquelle la perte due au rayonnement est égale à celle due à l'ionisation.

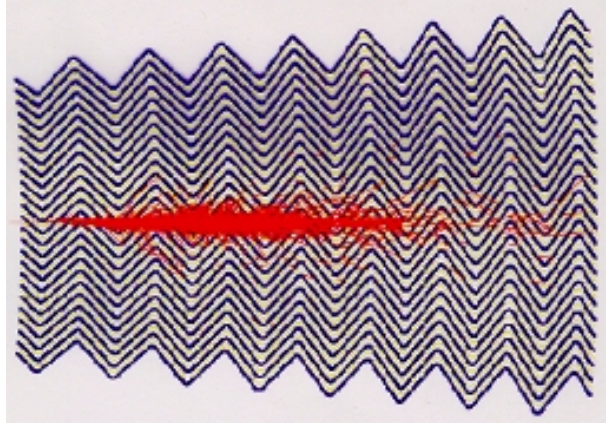


FIG. 3.3 – *Simulation d'une gerbe électromagnétique d'un photon d'énergie $E = 50$ GeV dans le calorimètre électromagnétique à accordéon d'ATLAS (simulation GEANT 3).*

(pour un milieu liquide ou solide) [20]:

$$E_{critique} = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24} \quad (3.3)$$

où Z est le nombre de charge du noyau du matériau traversé.

Comme nous l'avons vu précédemment dans les équations 3.2 et 3.1, pour décrire les pertes d'énergie indépendamment du matériau traversé, nous utilisons la longueur de radiation X_0 comme étant la longueur moyenne de matériau traversé pour laquelle l'énergie est réduite d'un facteur $\frac{1}{e}$ par processus de Bremsstrahlung. Une équation approchée en est [20]:

$$X_0 \simeq \frac{716,4 A}{Z(Z + 1) \ln(287/\sqrt{Z})} \text{ (g.cm}^{-2}\text{)} \quad (3.4)$$

De même, la distance moyenne de conversion du photon est définie par :

$$X_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \quad (3.5)$$

Ainsi, le parcours moyen d'un photon avant interaction est de 30 % plus long que pour un électron car, tant que le photon n'interagit pas, il ne perd pas d'énergie.

Les dimensions caractéristiques de la gerbe sont données par ses développements longitudinal et latéral :

- **Longitudinalement**, la gerbe peut être caractérisée par la formule [30]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^a e^{-bt}}{\Gamma(a+1)} \quad (3.6)$$

où t est la profondeur en unité de radiation, E_0 l'énergie de la particule incidente, $a \simeq b \ln(ZE_0)$ et $b \simeq 0,5$ des paramètres dépendant de la nature de la particule incidente d'énergie E_0 et du matériau traversé.

De plus, la profondeur à laquelle la gerbe contient le maximum de particules s'exprime en unité de longueur de radiation X_0 :

$$t_{max} = \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_{critique}}\right)}{\ln 2} \quad (3.7)$$

La dépendance logarithmique permet de garder des calorimètres de dimensions raisonnables pour les énergies attendues au LHC. Une gerbe produite par un électron de 100 GeV sera à environ 98 % contenue dans $25 X_0$ de matière.

- **Latéralement**, la gerbe se développe principalement grâce aux électrons ayant subi des diffusions multiples et n'interagissant pas sur un grand parcours. Elle est ainsi caractérisée par le rayon de Molière défini par :

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_{critique}} X_0 \text{ (g.cm}^{-2}\text{)}. \quad (3.8)$$

90 % de l'énergie de la gerbe est contenue dans un rayon de Molière et ~ 95 % dans $2 \times R_M$, ce qui correspond à ~ 3 cm de plomb. Les photons de basse énergie (de l'ordre du MeV) ont une section efficace d'interaction faible (voir figure 3.2) leur permettant de se propager bien au-delà. Le rayon contenant l'énergie dépend de la profondeur de la gerbe.

Ces deux grandeurs permettent de caractériser la taille et les segmentations latérale et longitudinale du détecteur afin d'optimiser la reconstruction de l'énergie et l'identification des particules. La forme d'une gerbe hadronique est différente de celle d'une gerbe électromagnétique du fait des processus nucléaires entrant en jeu. La combinaison des calorimètres électromagnétique et hadronique permet alors d'identifier les particules et de distinguer les électrons et les photons des jets.

3.1.3 Principe d'un calorimètre à échantillonnage

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage, ayant pour milieu passif (*absorbeur*) du plomb et pour milieu *actif* de

l'argon liquide. Ainsi des tranches de matériau *absorbeur* de grande densité favorisant le développement de la gerbe sont disposées alternativement avec des tranches de matériau *actif* où l'énergie est déposée. Les épaisseurs pour la séquence plomb/argon utilisées dans le calorimètre d'ATLAS sont, dans le plan du vertex primaire $z = 0$:

$$\begin{aligned} L_{Pb} &= 0,280 X_0 \\ l_{Ar} &= 0,015 X_0 \end{aligned} \quad (3.9)$$

Les électrons créés ionisent l'argon liquide. Le nombre de charges créées et l'énergie déposée dans l'argon sont proportionnels. Ainsi, la mesure de l'énergie se fait par comptage des charges créées lors de l'ionisation et collectées par des électrodes.

Résolution intrinsèque

Le nombre de particules traversant la couche d'argon liquide peut être estimé en considérant le nombre de particules N_B résultant du processus de Bremsstrahlung dans le milieu absorbeur :

$$N_B \sim \frac{E_0}{E_c} \frac{1}{L_{Pb}}. \quad (3.10)$$

La résolution intrinsèque du calorimètre est alors définie à partir des fluctuations statistiques poissoniennes du nombre de particules détectées :

$$\frac{\sigma(E_0)}{E_0} = \frac{1}{\sqrt{N_B}} = \frac{a}{\sqrt{E_0}} \quad (3.11)$$

où $a \sim \sqrt{E_c L_P}$ est le terme *stochastique* ou d'*échantillonnage*.

De même, la fraction d'échantillonnage du calorimètre, représentant la fraction d'énergie déposée dans l'argon liquide, s'écrit :

$$f = \frac{\Delta E_{Ar}}{\Delta E_{Pb} + \Delta E_{Ar}} \quad \text{avec} \quad \Delta E_{Ar,Pb} = L_{Ar,Pb} \times E_c \quad (3.12)$$

Dans le cas du calorimètre électromagnétique d'ATLAS: $a \simeq 10 \%$ et $f \sim 20 \%$.

Mesure de l'énergie

Deux quantités des plus importantes pour caractériser un calorimètre sont la linéarité de la réponse et la résolution en énergie :

- La linéarité est fortement liée à l'électronique et à la matière inactive présente devant le détecteur. Dans le cas d'ATLAS, on demande une linéarité de la réponse meilleure que 0,5% (1 %) pour une énergie inférieure (supérieure) à 300 GeV. Le but à atteindre est 0,02 % dans le domaine de

$[M_Z, M_W]$ pour une mesure de la masse du boson W précise à mieux que 25 MeV [6]. Les problèmes d'empilement et la large gamme dynamique² rendent cela compliqué.

- La résolution en énergie est généralement paramétrée par la somme quadratique :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.13)$$

où a est le terme stochastique décrit précédemment, b le terme de bruit et c est le terme constant :

- Le terme a traduit les fluctuations sur la répartition de l'énergie de la gerbe électromagnétique entre les milieux absorbeur et actif. Il caractérise donc l'échantillonnage géométrique de la gerbe et est relié à l'épaisseur de plomb et à celle relative des plans de plomb et d'argon liquide.
- Le terme b correspond à la largeur des fluctuations du bruit dans toute la chaîne de lecture. Ce bruit global provient de différentes sources telles que le bruit d'empilement, le bruit thermique, le bruit de quantification des convertisseurs analogiques-numériques. Il est dominant à basse énergie, indépendant de l'énergie déposée et vaut près de 400 MeV pour un électron dans le calorimètre d'ATLAS à la luminosité nominale (bruit électronique : environ 300 MeV ; bruit d'empilement : environ 250 MeV). Il dépend donc fortement de l'électronique et de la méthode de reconstruction de l'énergie.
- Le terme c , dominant à haute énergie, regroupe les différentes non-uniformités de la réponse en énergie du calorimètre, c'est-à-dire les inhomogénéités locales ou globales. Dans ATLAS, il devra être inférieur à 0,7 % sur l'ensemble du calorimètre pour ne pas dégrader la résolution, en particulier pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. Les différentes contributions seront détaillées dans la section 3.5.4 dans le cas du calorimètre d'ATLAS.

2. De quelques dizaines de MeV à quelques TeV au LHC.

3.2 Description du calorimètre électromagnétique

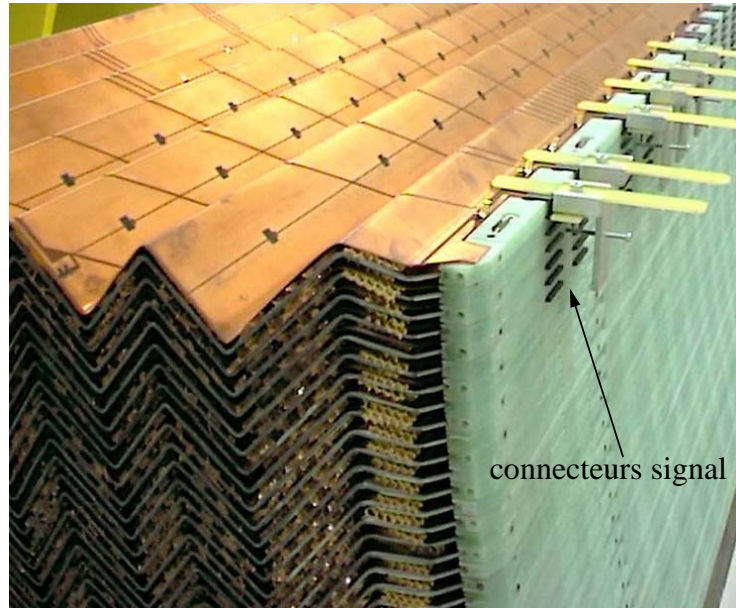


FIG. 3.4 – Photographie du module prototype lors de son montage.

3.2.1 Argon liquide et géométrie accordéon

La solution retenue pour le calorimètre est celle d'un calorimètre à échantillonnage Plomb-Argon. Le choix de ces matériaux résulte d'un compromis entre performance physique et coût financier.

Le niveau de radiation attendu durant les 10 ans de fonctionnement du LHC est de 10^{14} neutrons/cm² et de 10^5 Gy. Le plomb a l'avantage de posséder une petite longueur de radiation³ X_0 ce qui implique une certaine compacité du détecteur. L'argon, élément noble, possède du fait de sa structure atomique une très grande stabilité chimique et une haute tenue aux radiations. De plus il a l'avantage d'être homogène dans tout le calorimètre ce qui offre une meilleure uniformité de la réponse dans l'espace et dans le temps.

La disposition habituelle des plaques d'absorbeurs, dans les calorimètres électromagnétiques à échantillonnage, est telle que les particules les traversent à angle

3. La longueur de radiation X_0 d'un élément ${}_Z^AX$ est proportionnel à A/Z^2 (voir 3.4).

droit. Les granularités requises au LHC ont impliqué un grand nombre de zones mortes entre les voies du fait de la présence d'un nombre élevé de connexions. Les nombreuses connexions nécessaires pour relier entre elles les plaques d'absorbeurs en profondeur contribuent fortement à l'inductance L et à la capacité C_d de la cellule de lecture. Afin de minimiser les connexions entre les électrodes et par là-même les zones mortes, la collaboration RD3 a développé le concept de la géométrie *accordéon* [33] illustrée par la figure 3.3, permettant ainsi une grande rapidité de réponse ainsi qu'une réduction du bruit et une herméticité totale en ϕ . Les absorbeurs et les électrodes sont globalement parallèles à la direction des particules incidentes (*géométrie projective*) et sont pliés en accordéon. L'ondulation est perpendiculaire à l'axe des particules incidentes (voir figure 3.3). L'espace entre les absorbeurs (*gap*) est maintenu constant par une structure en nids d'abeilles (voir section 3.3.1) et vaut $d_{gap} = 2,1$ mm. Les angles de l'accordéon varient afin de conserver la projectivité. La valeur typique des capacités totales des cellules de lecture collectant le maximum d'énergie est $C_d \simeq 1$ nF et l'inductance des connexions est alors de l'ordre de $L \sim 40$ nH.

Les électrodes de lecture sont très finement segmentées dans le plan normal à la direction des particules incidentes (environ 170000 voies) ainsi qu'en profondeur, permettant la reconstruction de la direction des particules incidentes.

Le calorimètre électromagnétique couvre la région en pseudo-rapacité $|\eta| < 3,2$ et est composé d'un tonneau, de rayon interne 1,4 m, couvrant la région $|\eta| < 1,475$ et de deux bouchons, placés à $z = |4,3|$ m, couvrant $1,375 < |\eta| < 3,2$ (voir la référence [34] pour plus de détails).

3.2.2 Description géométrique du calorimètre

3.2.2.1 Le tonneau électromagnétique

Le détecteur est divisé en deux demi-tonneaux ($z > 0$ et $z < 0$) qui sont formés chacun de 16 modules et contenus dans un cryostat de 1,15 m de rayon interne, de 2,26 m de rayon externe et 6,90 m de longueur. La figure 3.4 représente un module prototype lors du montage au LAPP en 1999. L'accordéon et les segmentations latérale et longitudinale sont clairement visibles. Un pré-échantillonneur est placé en amont. Les figures 3.5 représentent les longueurs des différents compartiments en unité de longueur de radiation et schématisent le calorimètre tonneau à $\eta = 0$ [34] :

- Le premier compartiment (**Avant**) en partant de l'axe du faisceau permet de déterminer très précisément le point d'entrée et l'allure d'un pied de

gerbe (et contribuer ainsi à la réjection des gerbes issues des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) grâce à une fine segmentation en η .

- Le second compartiment (**Milieu**), d'une longueur de $16 X_0$, contient la majorité de la gerbe électromagnétique (près de 80 % de l'énergie totale d'une gerbe de 250 GeV), permettant ainsi la mesure de l'angle d'incidence de la particule en combinant avec la mesure dans le compartiment avant. Il a été optimisé pour contenir des gerbes de photons d'énergie supérieure à 50 GeV⁴.
- Le dernier compartiment (**Arrière**) permet une estimation des pertes à l'arrière du détecteur et a une segmentation en η deux fois grande que le précédent.

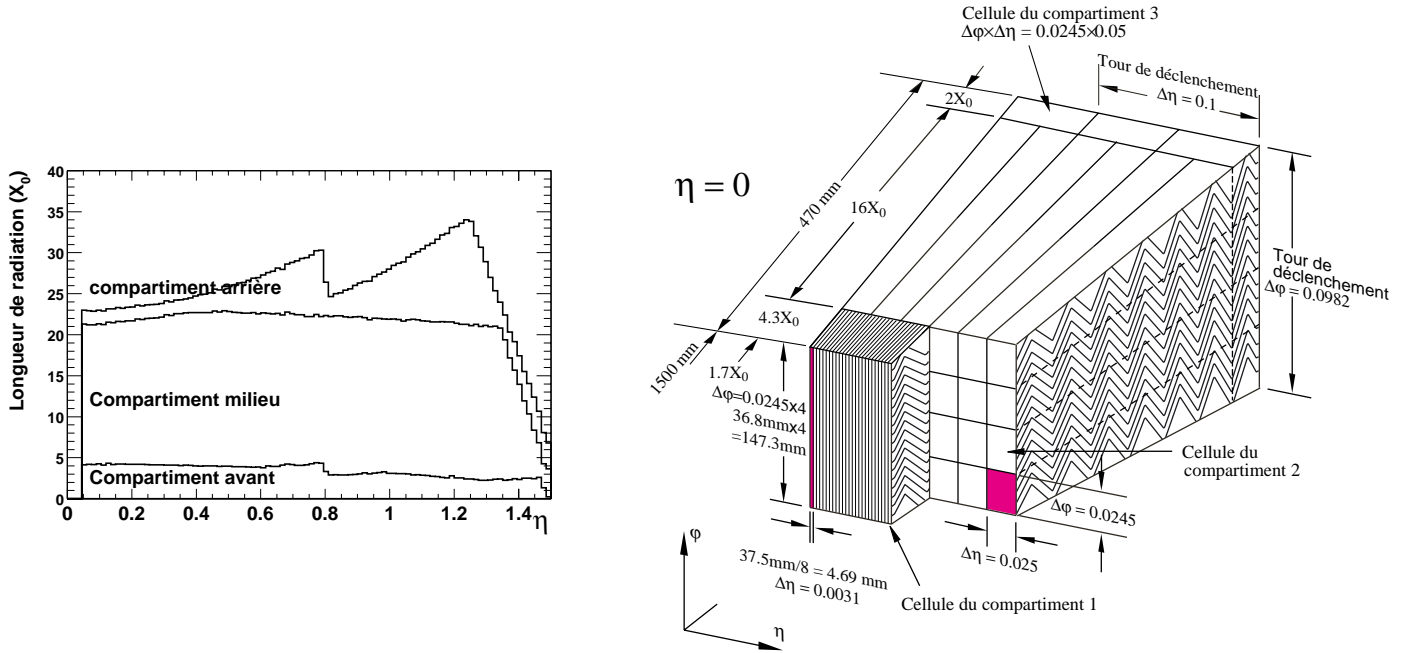


FIG. 3.5 – A gauche, contribution des différents compartiments du tonneau du calorimètre électromagnétique (en unité de X_0) en fonction de η et à droite, vue schématique d'un secteur angulaire du tonneau.

L'épaisseur de plomb traversée par une particule augmente avec la pseudo-rapacité. Pour conserver le contrôle du terme d'échantillonnage qui se dégrade comme $1/\sqrt{\cosh(\eta)}$, l'épaisseur de plomb change à $|\eta| = 0,8$ (voir tableau 3.1).

4. Jusqu'à une énergie de 50 GeV, les deux premiers compartiments suffisent pour reconstruire l'énergie.

	Rapidité	Epaisseur de Pb	Epaisseur d'argon
Tonneau	$ \eta < 0,8$	1,5 mm	2,1 mm
	$0,8 < \eta < 1,475$	1,1 mm	2,1 mm
Bouchon	$1,375 < \eta < 2,5$	1,7 mm	2,8 – 0,9 mm
	$2,5 < \eta < 3,2$	2,2 mm	3,1 – 1,8 mm

TAB. 3.1 – *Epaisseur des absorbeurs de plomb et de l'argon liquide dans le calorimètre électromagnétique en fonction de la pseudo-rapidité.*

La profondeur totale du calorimètre est supérieure à $24 X_0$ afin de contenir toute l'énergie de la gerbe, notamment pour un boson de jauge supplémentaire $Z' \rightarrow e^+e^-$ de quelques TeV. Cependant, la présence croissante avec η de matière inactive devant le calorimètre (voir figure 2.7) peut provoquer la création de gerbes de basse énergie en amont du calorimètre. Pour parer cela, un **pré-échantillonneur** de gerbe a été ajouté en amont afin d'évaluer la perte d'énergie occasionnée. Il est constitué d'une couche active d'argon de 1,1 cm.

Les photographies de la figure 3.6 montrent sur une électrode de lecture les segmentations latérale et longitudinale ainsi que les connecteurs pour la récupération du signal et la distribution de la haute tension. Pour des raisons de taille et d'épaisseur de plomb, l'électrode est séparée en deux parties appelées *de type A* et *B* qui couvrent les régions $|\eta| < 0,8$ et $|\eta| > 0,8$.

Les caractéristiques de ces trois compartiments et du pré-échantillonneur sont regroupées dans le tableau 3.2 et sur le schéma de la figure 3.5.

Compartiment	Profondeur	Cellule ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	Couverture
Pré-échantillonneur		$0,025 \times 0,1$	$ \eta < 1,52$
Avant	$4,3 X_0$	$0,003 \times 0,1$	$ \eta < 1,475$
Milieu	$16 X_0 \rightarrow 18 X_0$	$0,025 \times 0,025$	$ \eta < 1,475$
Arrière	$2 X_0 \rightarrow 12 X_0$	$0,05 \times 0,025$	$ \eta < 1,475$

TAB. 3.2 – *Taille des cellules physiques du calorimètre tonneau.*

3.2.2.2 Le bouchon électromagnétique

Les bouchons électromagnétiques utilisent la même technologie accordéon que le tonneau, les absorbeurs étant disposées comme les rayons d'une roue. Ils sont contenus dans un cryostat bouchon avec le calorimètre hadronique bouchon (HEC) et le calorimètre avant (FCAL). Il couvre la région $1,375 < |\eta| < 3,2$.

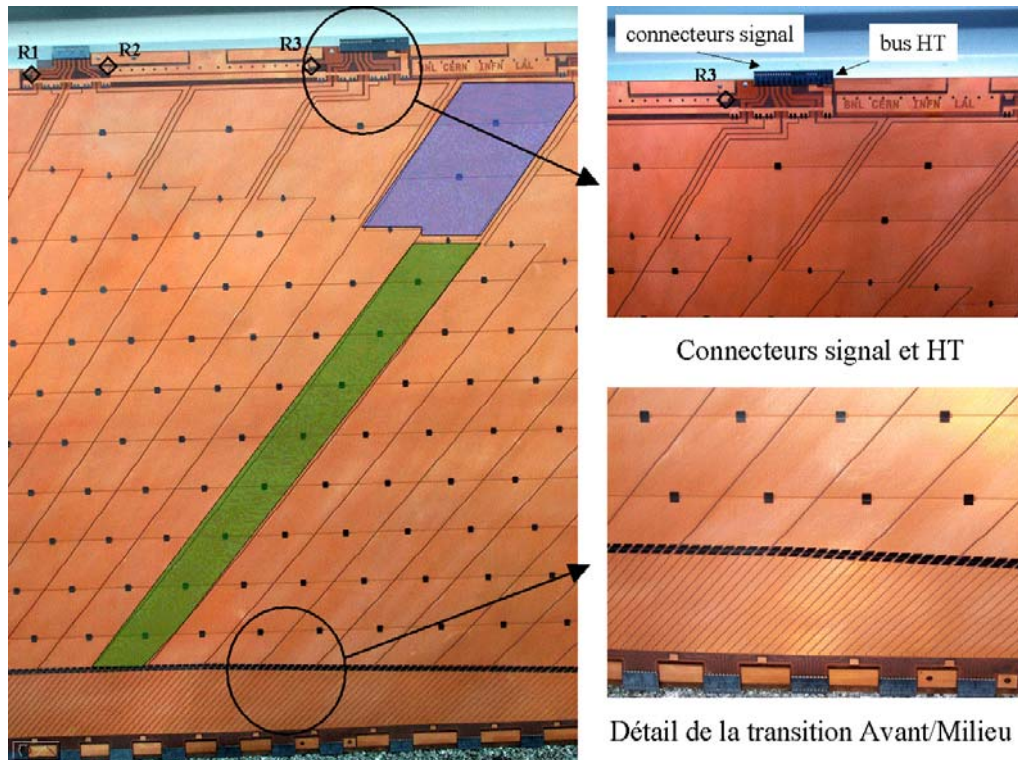


FIG. 3.6 – Photographie d'une électrode avant pliage en forme d'accordéon (gauche). Les deux parties grisées correspondent aux surfaces d'une cellule du compartiment milieu et arrière. Les détails des régions avant et arrière sont représentés sur les photographies de droite. Les connecteurs signal sont visibles sur les faces avant et arrière. Un connecteur haute tension est visible sur la face arrière. Les losanges R1, R2 et R3 montrent l'emplacement des retours à la masse sur l'électrode.

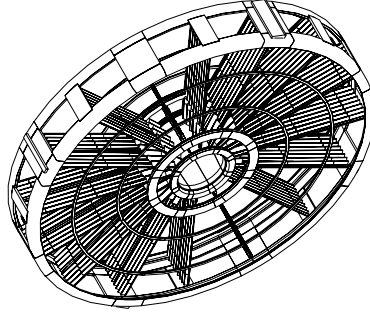


FIG. 3.7 – *Vue générale d'un bouchon électromagnétique, comportant quelques absorbeurs.*

La figure 3.7 représente une vue projective d'une *roue* du calorimètre. Chaque bouchon, composé de 8 modules, est segmenté en deux roues coaxiales perpendiculaires à l'axe du faisceau. Ceci, couplé au fait que l'amplitude des plis de l'accordéon augmente avec le rayon (comme pour le tonneau), fait que la géométrie du bouchon est plus complexe que celle du tonneau. Le tableau 3.1 donne les valeurs nominales de l'épaisseur des absorbeurs et de la couche d'argon liquide en fonction de la pseudo-rapacité, choisies afin d'optimiser la résolution en énergie. Comme pour le tonneau, afin de tenir compte des pertes d'énergie en avant du détecteur, un compartiment de pré-échantillonnage est placé en amont.

3.3 Réponse du calorimètre à échantillonnage

Cette section retrace le chemin conduisant à la mesure de l'énergie d'une particule déposée dans le calorimètre :

- La collection des charges d'ionisation.
- L'association des cellules de lecture.
- La conversion analogique/numérique de l'information.
- La reconstruction de l'énergie initiale.

3.3.1 Signal d'ionisation et canaux de lecture

Les électrons et les positrons traversent l'argon liquide et ionisent les atomes. Les électrons d'ionisation vont dériver vers l'électrode et les ions vers l'absorbeur mais beaucoup plus lentement⁵. Ces électrons, après thermalisation⁶, vont

5. Environ 10^5 fois moins vite.

6. Émis dans toutes les directions, ces électrons vont se thermaliser sous l'effet des chocs élastiques avec les atomes d'argon.

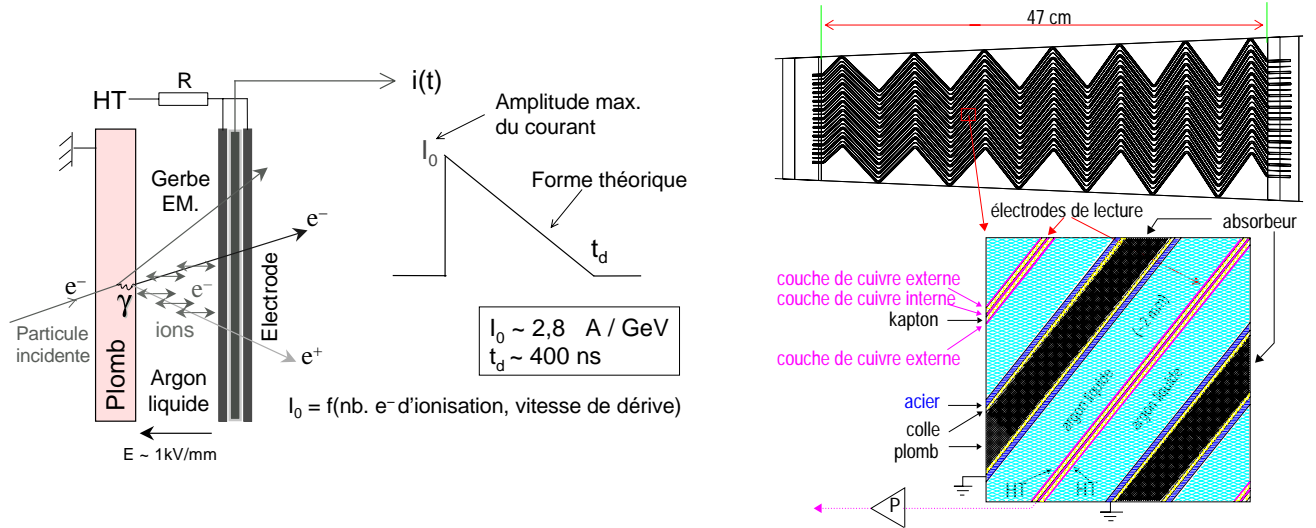


FIG. 3.8 – A gauche : Formation du signal dans le calorimètre. A droite : Schéma des différentes couches composant le calorimètre. La figure du haut représente la géométrie en accordéon des absorbeurs. La figure du bas représente une séquence absorbeur/milieu actif.

dérivée avec une vitesse constante de quelques $\text{mm}/\mu\text{s}$ (voir la figure 3.8), sous l'action d'un champ électrique $E_0 = 10 \text{ kV.cm}^{-1}$ appliqué entre l'absorbeur et une électrode de lecture.

La partie droite de la figure 3.8 représente une séquence absorbeur/milieu actif :

- Un absorbeur de plomb placé entre deux fines couches d'acier, pour assurer une bonne tenue mécanique, et relié à la masse.
- Une structure alvéolée en fibre Aramid recouverte de résine phénolique [35] appelée *nid d'abeille* qui maintient un espacement constant entre l'électrode et les deux absorbeurs.
- L'électrode de lecture, composée de trois couches de cuivre séparées par du kapton⁷. Les couches externes, portées à une tension de 2000 V, jouent le rôle de cathode, la couche interne est l'électrode de lecture du signal et recueille le signal par couplage capacitif.

Le passage d'une particule ionisant l'argon produit une distribution de charge uniformément répartie le long de sa trajectoire. Le courant induit $I(t)$ récolté au

7. Le kapton est un matériau isolant de type polyimide; c'est une marque déposée de la société Dupont. Le kapton a été choisi pour ses propriétés diélectriques, sa bonne tenue aux radiations et son coefficient de contraction thermique proche de celui du cuivre.

niveau de l'électrode de lecture est de forme triangulaire (voir figure 3.8) :

$$I_{phy}(t) = I_0 \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad (3.14)$$

où $I_0 \simeq 2,8 \mu\text{A} \cdot \text{GeV}^{-1}$ est l'intensité maximale, proportionnelle à la charge totale déposée dans l'argon et t_d le temps de dérive moyen des électrons dans l'argon liquide et vaut $t_d \simeq 400 \text{ ns}$.

Le temps de montée (de l'ordre de la nanoseconde), dû aux temps de propagation de la gerbe dans l'argon et de thermalisation des électrons, est très petit devant t_d .

L'amplitude et la forme du signal sont sensibles à différents facteurs :

- Une variation de température de 1 degré se traduisant par des variations de la densité (qui affecte la charge totale déposée) et de la vitesse de dérive des charges induit une variation de l'amplitude du signal de 2 %.
- La présence d'impuretés (O_2) dans l'argon génère les phénomènes de capture et recombinaison électroniques.
- L'angle d'incidence de la particule.

Afin de surveiller et de corriger ces effets, des sondes de température et de pureté sont utilisées.

Une électrode de lecture est représentée par la figure 3.6. Le dessin des électrodes définit la taille des cellules de lecture et ainsi leur capacité de détection, qui varie de 160 pF pour les cellules du compartiment avant à plus de 2 nF pour les cellules du compartiment arrière. Le signal est acheminé via de fines bandes cuivrées, situées sur l'électrode de lecture et de longueur variant selon η , vers les connecteurs *signal* situés à l'avant du module (à petit rayon) pour le compartiment avant ou l'arrière du module (à grand rayon) pour les compartiments milieu et arrière. La haute tension est délivrée par l'arrière de l'électrode pour un secteur correspondant à $\Delta\eta = 0,2$.

Des cellules de lecture sont ensuite définies par l'addition des signaux. La figure 3.9 montre les cartes électriques qui traitent les signaux des cellules de lecture avant et après câblage et leur emplacement sur un module. Il y a deux types de carte :

- La carte *sommatrice*, directement connectée aux électrodes, somme les signaux dans la direction azimutale selon la granularité. Quatre (seize) électrodes correspondent à une cellule du compartiment milieu ou arrière (avant).
- La carte *mère* supporte 2×2 cartes sommatrices et couvre ainsi une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$.

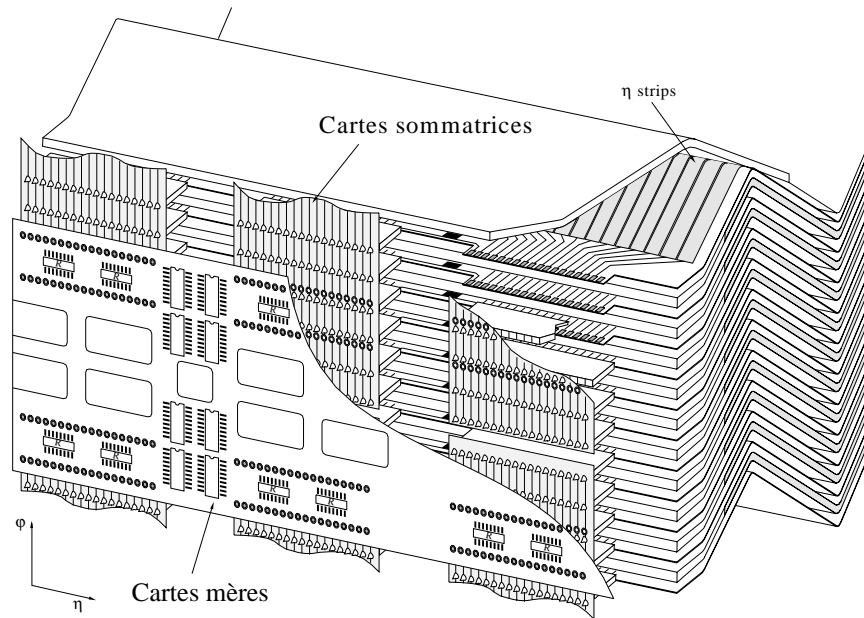
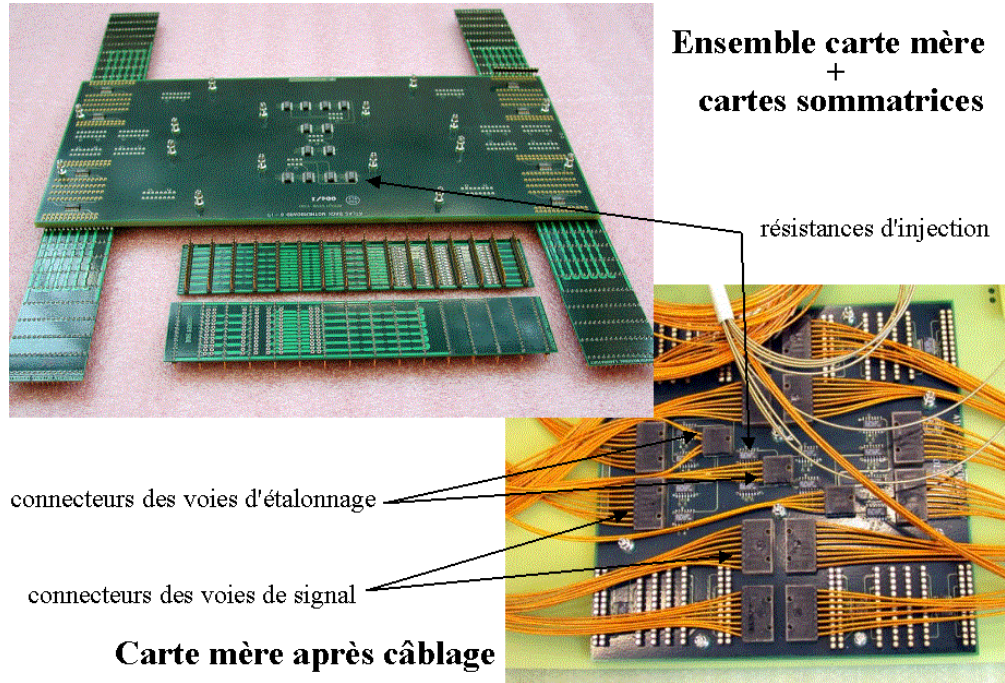


FIG. 3.9 – En haut : Photographies d'un ensemble carte mère (CM) + cartes sommatriques (CS) pour la partie arrière. La photographie de gauche représente une CM connectée à ses quatre CS. Deux CS seules sont présentées devant le montage. La photographie de droite représente une CM après câblage. Les différents connecteurs ainsi que les résistances d'injections sont indiqués. En bas : Schéma montrant la disposition des cartes sur un module.

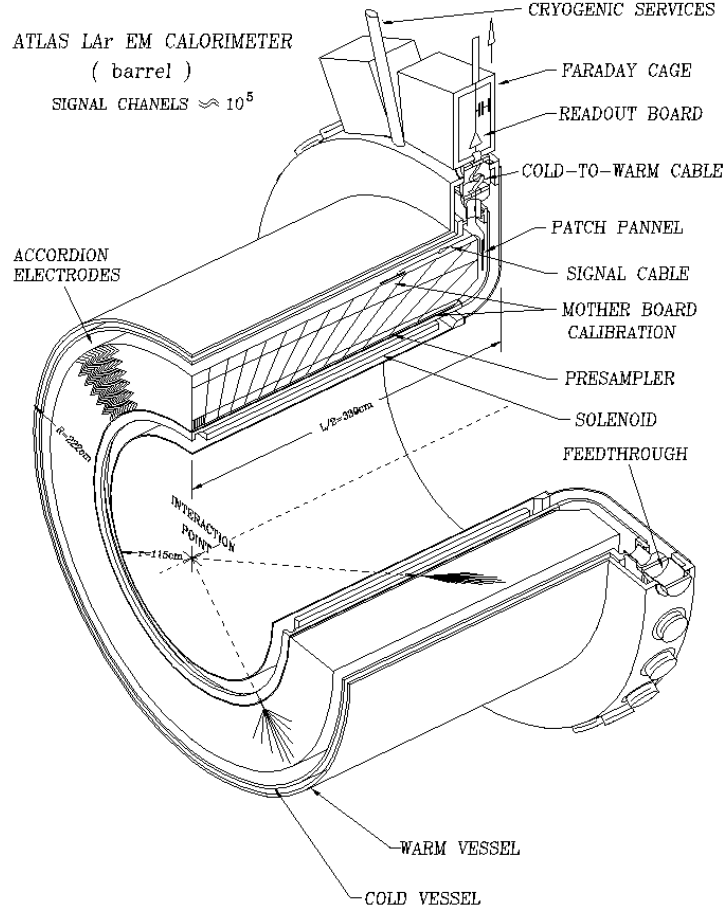


FIG. 3.10 – Vue projective d'un demi-tonneau du calorimètre électromagnétique et de son cryostat.

Un système de traversées étanches assure l'acheminement des câbles électriques du détecteur vers l'extérieur du cryostat (voir figure 3.10).

3.3.2 Chaîne de lecture du signal

La figure 3.11 présente les différentes étapes de la chaîne de lecture des signaux. Elle est composée de :

- Une électronique passive proche du détecteur définissant les canaux de lecture et distribuant les signaux d'étalonnage (cartes mères et cartes sommatriques).
- Une électronique active, située dans un châssis (*Front End Crate*) attaché

aux traversées étanches du cryostat. Elle permet d'adapter les signaux aux conditions du LHC, de former les signaux de déclenchement de niveau 1 et de contrôler leur synchronisation avec l'horloge 40 MHz du LHC.

- Une électronique de calcul analogique chargée du déclenchement de niveau 1 et d'un ensemble d'unités centrales de calcul qui reconstruit l'énergie après décision du système de déclenchement (*Read Out Driver*). Cette électronique est située à l'extérieur du détecteur ATLAS.

3.3.2.1 Préamplification et mise en forme

Un système de **préamplificateurs** de courant rend le signal mesurable par rapport aux bruits introduits par chaque élément de la chaîne de lecture. Ils doivent accepter la large gamme dynamique du signal (de 100 MeV à 3 TeV) et être très rapides. Ils sont placés en dehors du cryostat pour les rendre accessibles en cas de dysfonctionnement.

La comparaison du très grand temps de réponse du calorimètre t_d ($t_d = 400$ ns) et du temps de croisement des paquets de protons (25 ns) amène logiquement à penser qu'il serait très difficile d'intégrer directement la charge déposée. Pour parer cela, les signaux sont **mis en forme** par un filtre bipolaire de type $CR - RC^2$ (voir [36]), avec une constante de temps τ_s ajustable, afin d'adapter leur bande passante à la fréquence d'échantillonnage de 40 MHz et d'amplifier le signal d'entrée avec un gain variable. La forme bipolaire permet de considérer les signaux provenant d'événements de biais minimum comme un bruit dont la contribution est nulle en moyenne. La différenciation (CR) nous donne la forme bipolaire et ainsi le maximum du triangle tandis que la double intégration (RC^2) agit comme un filtre passe-bas et réduit le bruit électronique. Le temps de mise en forme $\tau_s = RC$ correspond au temps d'intégration du signal triangulaire et a été fixé à $\tau_s = 15$ ns, valeur qui minimise le bruit total à la luminosité nominale pour l'ensemble des canaux de lecture.

La gamme dynamique d'énergie (50 MeV, bruit d'une cellule, à quelques TeV) se code en binaire sur 16 bits. Or la suite de la chaîne travaille avec une logique de 12 bits. Le circuit de mise en forme permet aussi d'amplifier le signal avec des gains de 1, 9,3 et 93 (appelés bas, moyen et haut). La figure 3.12 montre le signal avant et après mise en forme.

3.3.2.2 Échantillonnage et stockage analogique

Les signaux mis en forme échantillonnés toutes les 25 ns sont stockés dans un système de mémoires analogiques *Switch Capacitor Array* composé de 144 capa-

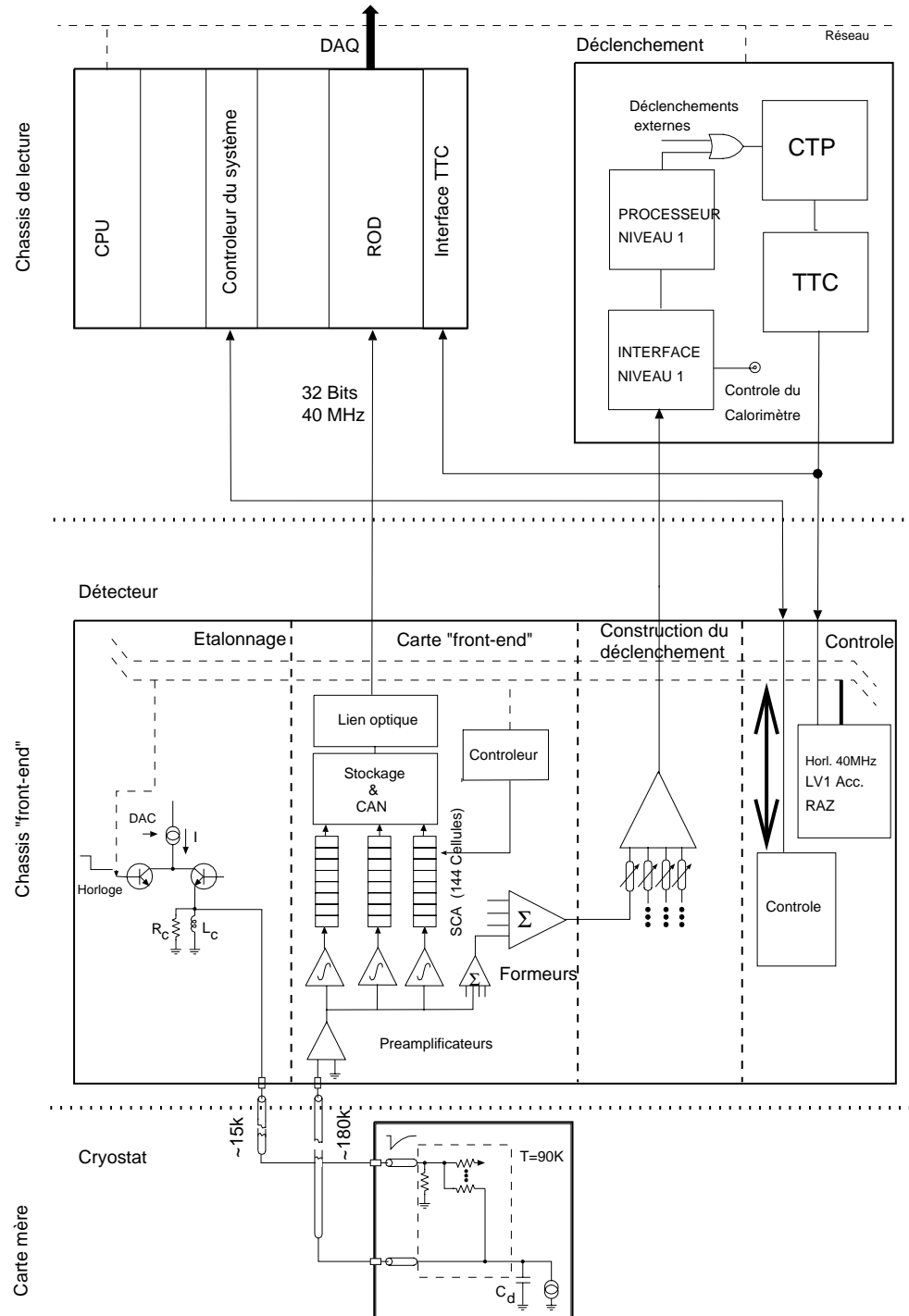


FIG. 3.11 – Schéma de la chaîne électronique de lecture et du système d'étalonnage.

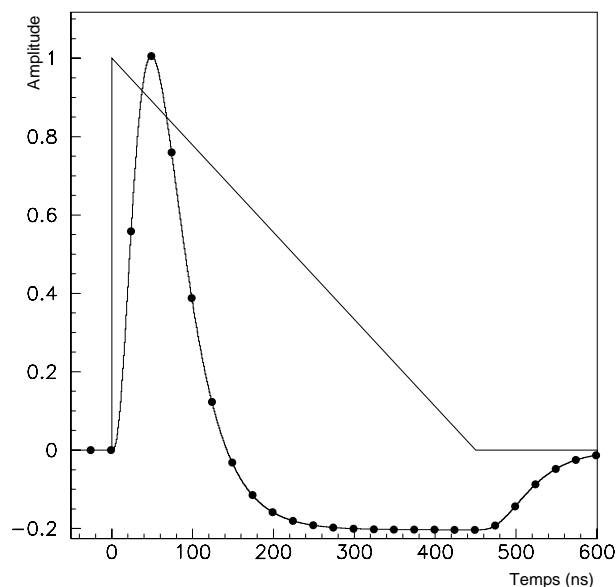


FIG. 3.12 – *Signal triangulaire issu du détecteur et signal après mise en forme. Les points représentent les collisions successives toutes les 25 ns et le pic du signal correspond à l'énergie déposée.*

cités. La décision du niveau 1 du système de déclenchement permet $2,5 \mu\text{s}$ après la collision de valider ou non ces signaux.

Le maximum du signal étant directement lié à la charge déposée dans le calorimètre, la mise en temps du système est déterminée pour que le troisième échantillon corresponde à ce maximum. Si l'événement est retenu par le niveau 1 du système de déclenchement, le gain optimal est choisi par un circuit logique et les échantillons sont envoyés vers le convertisseur analogique-numérique.

3.3.2.3 Conversion numérique et reconstruction de l'énergie

La reconstruction de l'énergie est optimisée avec cinq échantillons [37]. Un convertisseur analogique-numérique (ADC) 12 bits reçoit les échantillons du module de gestion des mémoires analogiques et les numérise. Ces valeurs sont ensuite envoyées par lien optique vers les RODs pour la reconstruction de l'énergie. Les RODs effectuent une première série de calculs et cela, afin de :

- Calculer les constantes d'étalonnage lors de prises de données dédiées.
- Reconstruire l'énergie (en GeV) et le temps d'arrivée de l'événement à partir des relations :

$$\begin{aligned} E_{reconstruite} &= \sum_{i=1}^{N_{ech.}} a_i \times ADC_i \\ \tau E_{reconstruite} &= \sum_{i=1}^{N_{ech.}} b_i \times ADC_i \end{aligned} \quad (3.15)$$

où ADC_i est la valeur numérique du i ème échantillon, a_i (resp. b_i) sont calculés par une méthode de filtrage optimal.

3.4 Carte électronique d'étalonnage d'ATLAS

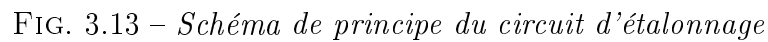
3.4.1 Rôle de l'étalonnage

Le rôle du système d'étalonnage électronique est de maintenir la réponse du détecteur suffisamment uniforme pour limiter sa contribution au terme constant de la résolution. Pour le calorimètre d'ATLAS, l'électronique représente une des contributions les plus importantes au terme constant (environ 0,25 %) [34]. Les contraintes imposées au système d'étalonnage [38] sont les suivantes :

- Le signal injecté doit avoir une forme aussi proche que possible du signal triangulaire de physique.
- La non-linéarité doit rester inférieure à 0,1 % sur toute la gamme dynamique (200 nA \rightarrow 10 mA).
- La dispersion de l'amplitude du signal sur tous les canaux doit rester inférieure à 0,2 %.
- La synchronisation entre les signaux d'étalonnage et d'ionisation doit être inférieure à ± 1 ns.
- La carte doit supporter les conditions d'irradiations du LHC et de champ magnétique d'ATLAS.

3.4.2 Principe de fonctionnement et injection du signal

Le schéma de la figure 3.13 illustre le fonctionnement de la carte. Le signal d'étalonnage est généré en interrompant brutalement un courant continu I_p traversant une inductance L_0 . L'interruption (bloquage du transistor Q_1) se fait par la commande du courant de base du transistor Q_2 qui dirige le courant I_p vers la masse. L'énergie magnétique stockée dans l'inductance produit une tension de forme exponentielle décroissante qui se propage dans le câble vers les cellules via les résistances R_0 et R_c de mêmes valeurs. Le courant I_p ($\sim 3 \mu\text{A} \rightarrow 200 \text{ mA}$) est généré à partir d'un convertisseur numérique/analogique (*DAC*) de grande gamme dynamique (18 bits) suivi d'un convertisseur tension/courant. La tension de sortie s'écrit :



où $\tau_{exp} = 2L_0/(2R_0 + r_0)$ est le temps caractéristique de l'exponentielle et vaut environ 360 ns. La composante continue, $f = 2r_0/(2r_0 + R_0)$, vient du fait que L_0 a une composante résistive r_0 . Il est à noter que la résistance r_0 (environ 2 ohm) n'intervient pas dans l'amplitude initiale du signal.

Le signal provenant de la carte mère est distribué sur un nombre limité de cellules formant une ligne d'étalonnage et est ensuite distribué directement sur les électrodes (voir la figure 3.9). Une ligne d'étalonnage est distribuée sur huit (trente-deux) canaux de lecture dans les compartiments milieu et arrière (avant).

L'étalonnage s'effectue suivant différentes mesures :

- La mesure de la réponse du système électronique sans injection de charge permet de déterminer le piédestal.
- Une mesure des gains associés au système d'étalonnage (procédure de *rampes*). Sur chaque voie, cent événements sont simulés pour dix valeurs différentes de DAC. La figure 3.14 montre la réponse du détecteur pour différentes

valeurs de DAC en gain haut pour une cellule du compartiment milieu. L'ajustement d'un polynôme de second ordre, pour tenir compte des effets de saturation à grandes valeurs d'ADC⁸, permet de mesurer la corrélation entre ADC et DAC .

- Une mesure de la forme du signal. Cent événements sont déclenchés pour une valeur de DAC en variant le retard de l'envoi du signal.

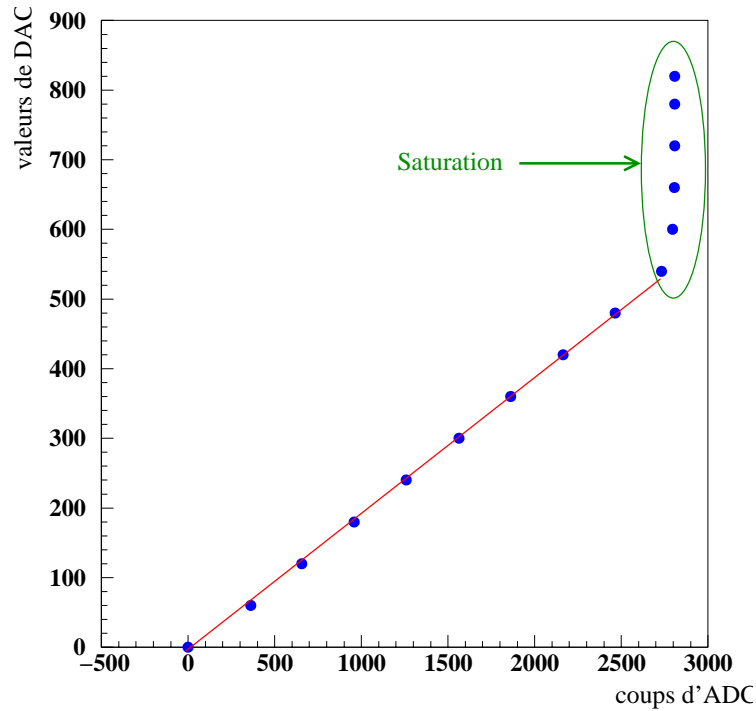


FIG. 3.14 – *Corrélation entre la réponse d'une cellule du compartiment milieu à une impulsion d'étalonnage (en coups d'ADC) et le nombre de coups de DAC générés en gain haut. La saturation est principalement due à l'ADC 12 bits.*

3.5 Performances du calorimètre

3.5.1 L'acceptance

La dimension du détecteur interne (voir figure 2.7) ainsi que le fond $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, important à grande rapidité, délimitent la région de mesure de précision à

⁸. Typiquement, l'ADC codant sur 12 bits correspondant à 4096 coups d'ADC et le piédestal étant d'environ 1000 coups, la saturation apparaît aux environs de 3000 coups d'ADC.

$|\eta| < 2,5$, où la granularité est la plus fine. Il est par contre acceptable que cette dernière soit deux fois moins fine dans les régions dites “avant” ($|\eta| < 3,2$), qui sont principalement concernées par la mesure de l'énergie manquante et la reconstruction des jets.

3.5.2 La reconstruction de l'énergie

Le calorimètre améliore l'identification des quarks b se désintégrant en électrons de basse énergie ($1 - 2$ GeV), représentant en cela un atout important pour la recherche du Higgs ($H \rightarrow b\bar{b}$) ainsi que pour la physique du b . Afin de pouvoir reconstruire les événements comportant des électrons de grande énergie⁹, une importante gamme dynamique, de 50 MeV¹⁰ à 3 TeV, est nécessaire, imposant une numérisation de l'information sur seize bits.

De plus, l'extraction des signaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ (voir section 2.2.3) et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$ demande une bonne résolution en énergie dans la gamme de 10 à 300 GeV. Ceci impose une bonne uniformité de la réponse sur un très grand nombre de canaux. La contribution des fluctuations longitudinales des gerbes à la résolution est limitée par la longueur totale de radiation, $24 X_0$ à $\eta = 0$.

Enfin, une bonne précision sur l'échelle d'énergie absolue (inférieure à $0,1$ %) et une linéarité meilleure que $0,5$ % jusqu'à 300 GeV sont des critères essentiels pour limiter l'incertitude sur la reconstruction des masses.

3.5.3 La résolution spatiale

Il est indispensable de maîtriser la résolution spatiale afin de ne pas détériorer la largeur d'un signal de Higgs et de pouvoir en extraire toute les informations intéressantes. La largeur de la masse invariante des deux photons de la désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ a permis de déterminer la résolution angulaire nécessaire pour minimiser la contribution angulaire. Elle doit être de 50 mrad/ $\sqrt{E(\text{GeV})}$. C'est pour atteindre cette performance que le calorimètre est segmenté longitudinalement en trois compartiments (voir la section 3.2.2.1). Seuls les deux premiers compartiments sont utilisés pour la mesure de la direction. La fine segmentation en pseudo-rapacité du premier compartiment associée au pré-échantillonneur permet le rejet du bruit de fond π^0 . De plus, d'excellents pouvoirs de séparation γ/jet , électron/jet et τ/jet sont obtenus (voir tableau 3.3).

9. Produits de désintégrations des bosons de jauge supplémentaires (W' ou Z'); par exemple: $Z' \rightarrow e^+e^-$, $W' \rightarrow e\nu$.

10. Qui représente le niveau de bruit attendu.

Séparation	Efficacité	Facteur de rejet
γ/jet	80 %	$5 \cdot 10^3$
électron/jet	70 %	10^6
τ/jet	30 %	400

TAB. 3.3 – Pouvoirs de séparation du calorimètre électromagnétique.

3.5.4 Le terme constant de la résolution en énergie

Terme constant local

La construction du calorimètre et l'étalonnage de la chaîne de lecture contribuent à dégrader la résolution en énergie. Un terme constant local d'environ 0,5 % est attendu par région de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,4$ (440 régions au total). Les différentes contributions sont listées dans le tableau 3.4 [34, 39].

Les contributions mécaniques sont gardées dans la limite de tolérance [40] par des mesures de contrôle lors de l'assemblage des modules. De plus, ces contributions ne dépendent pas du temps.

La pollution dans l'argon et les variations de température affectent le signal d'ionisation. Le choix de la technologie argon liquide assure que ces contributions sont faibles et stables temporellement.

Le circuit d'étalonnage permet d'étalonner la chaîne de lecture avec une très grande précision afin d'obtenir une contribution minimale à la mesure de l'amplitude (inférieure à 0,25 %). La contribution la plus importante vient de la prédiction de la réponse à un signal d'ionisation pour la reconstruction de l'énergie.

Terme constant global

Au LHC, les très nombreux événements $Z \rightarrow e^+e^-$ (~ 1 événement par seconde) serviront à l'inter-étalonnage des quatre-cent-quarante régions. Les non-uniformités dues aux structures à grande échelle, au matériau devant le calorimètre ou aux gradients de température importants seront ainsi corrigées. Un ajustement de la masse invariante des deux électrons sur la masse du Z permet de contraindre les quatre-cent-quarante paramètres. Au bout de 48 h de prise de données à basse luminosité, la contribution des Z à la non-uniformité est attendue à 0,3 %, ce qui donne un terme constant total d'environ 0,6 %, en dessous du 0,7 % attendu [22].

Origine		Contribution
Mécanique ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,4$)	absorbeurs	$< 0,2 \%$
	espacement électrode/absorbeur	$< 0,15 \%$
	modulation en ϕ	$< 0,2 \%$
Étalonnage ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,4$)	mesure de l'amplitude	$< 0,25 \%$
	stabilité	$\sim 0,1 \%$
	différences physique/étalonnage	$< 0,3 \%$
Autres (global)	impuretés dans l'argon	$< 0,1 \%$
	variations de température	$\sim 0,2 \%$
	variations de haute tension	$< 0,1 \%$
Total		$\sim 0,55 \%$

TAB. 3.4 – Contributions au terme constant du calorimètre électromagnétique tonneau.

3.6 Assemblage et tests électriques d'un module du tonneau

Une des responsabilités du LAPP vis-à-vis du calorimètre électromagnétique concerne la construction d'un tiers des modules du tonneau électromagnétique (pour plus de détails, voir la thèse de Nicolas Massol (ref. [40])). Un protocole de tests pendant et après assemblage a été mis au point afin de valider la construction d'un module.

3.6.1 Assemblage d'un module

Le montage des modules s'effectue en zone propre contrôlée de classe 10000 pour éliminer le risque de dépôt de poussières. En effet, lors du test haute tension, le champ électrique présent entre électrodes et absorbeurs est de 10 kV/cm, proche de la tension de claquage. Un soin particulier est nécessaire pour éviter toute décharge disruptive. Pour cela, les éléments constitutifs (absorbeurs, électrodes, nids d'abeilles) sont assemblés après avoir été nettoyés. Tous les composants d'un module sont testés durant la production. Le but de ces tests est de détecter toute anomalie apparente sur les électrodes, causée par leur manipulation, ainsi que tout problème de tenue de la haute tension lié à une propreté insuffisante. Ils permettent aussi de vérifier la qualité de l'assemblage mécanique.

Une séquence de montage optimisée a été établie dans ce cadre :

- Pose d'un absorbeur et d'un nid d'abeilles sur le bâti d'assemblage¹¹.

11. Structure mécanique qui supporte le module en cours de montage et permet une rotation

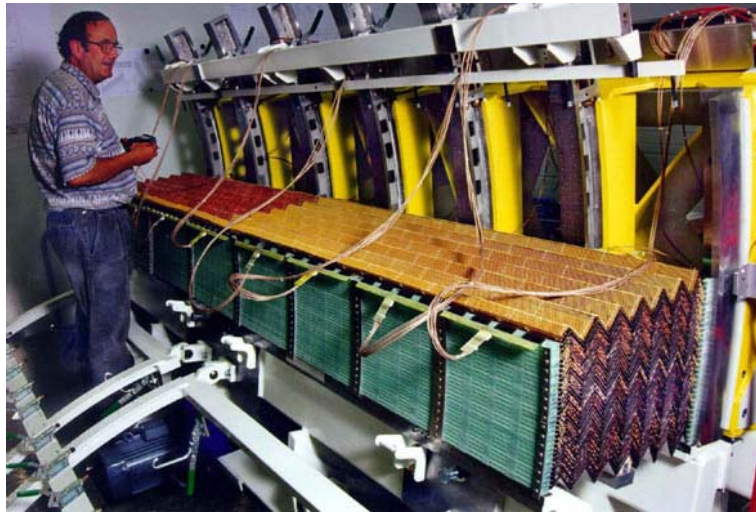


FIG. 3.15 – Assemblage d'un module.

- Mise en place d'une électrode sur l'absorbeur.
- Pose d'un second absorbeur avec nid d'abeilles.
- Câblage de test de l'électrode.
- La séquence précédente est répétée trois fois pour monter quotidiennement en moyenne quatre ensembles absorbeurs/électrodes.
- Test de continuité électrique (ou test **TBF** Très Basse Fréquence) permettant de valider la chaîne des résistances sérigraphiées et la connectique (voir la figure 3.6). Ce test consiste à injecter un signal sinusoïdal de très basse fréquence dans les couches haute tension de l'électrode considérée et à observer le signal induit par couplage capacitif sur la couche signal de l'électrode. Si le signal observé est au-dessous d'un certain seuil, l'homogénéité de la distribution de la haute tension sur la surface de l'électrode n'est pas suffisante et l'électrode est changée. La figure 3.16 illustre les mesures des capacités en fonction de numéro de cellule en η . L'allure des courbes retrace bien le dessin des cellules de tous les compartiments (voir la figure 3.17).
- Test des électrodes (ou test **HT** Haute Tension) par groupe de quatre en montant la haute tension progressivement jusqu'à 2200 V tout en contrôlant le courant débité. Les électrodes sont qualifiées si aucun claquage n'a lieu et si les courants de fuite ne dépassent pas la centaine de nA. Les figures 3.18 représentent la montée des courants avec la haute tension et les courants de fuite durant la tenue de la haute tension.

de celui-ci de 90°.

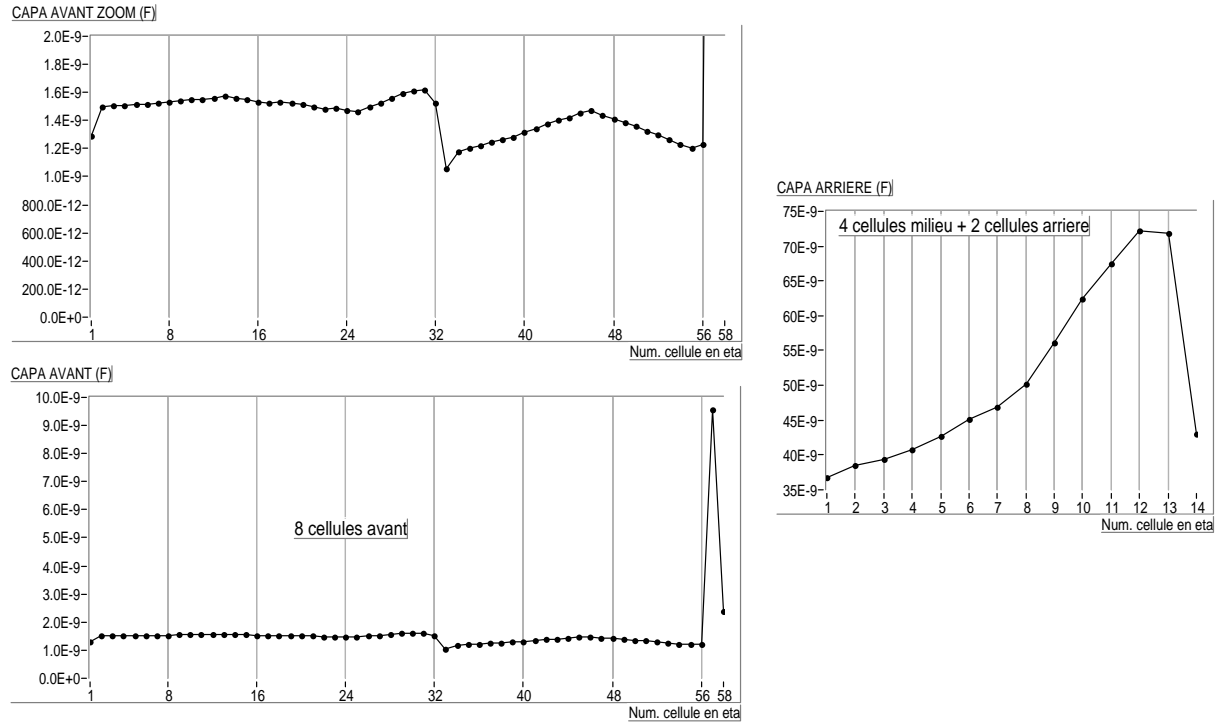


FIG. 3.16 – *Test TBF: Capacités de découplage des cellules du module P01 en fonction du numéro de cellule en unité de pseudo-rapidité. Les graphes de gauche représentent les mesures pour huit cellules du compartiment avant. Le graphe du haut est un agrandissement selon l'axe des ordonnées de celui du dessous afin de rendre plus visible les variations. Le graphe de droite représente les mesures pour les compartiments milieu et arrière. Pour chaque mesure sont sommées quatre cellules du milieu et deux de l'arrière.*

- La séquence complète est alors reproduite avec le groupe d'électrodes suivant.
- La **mesure de la capacité** entre absorbeurs pour contrôler leur espacement à la fin de l'empilement du module. Cette mesure consiste à évaluer la capacité d'un système absorbeur/électrode. La contribution au terme constant de la dispersion d'espacement entre deux absorbeurs ne devant pas dépasser 0,15 %, la dispersion ne peut être supérieure à 50 μm . Cette mesure permet de valider la qualité de l'assemblage mécanique du module.

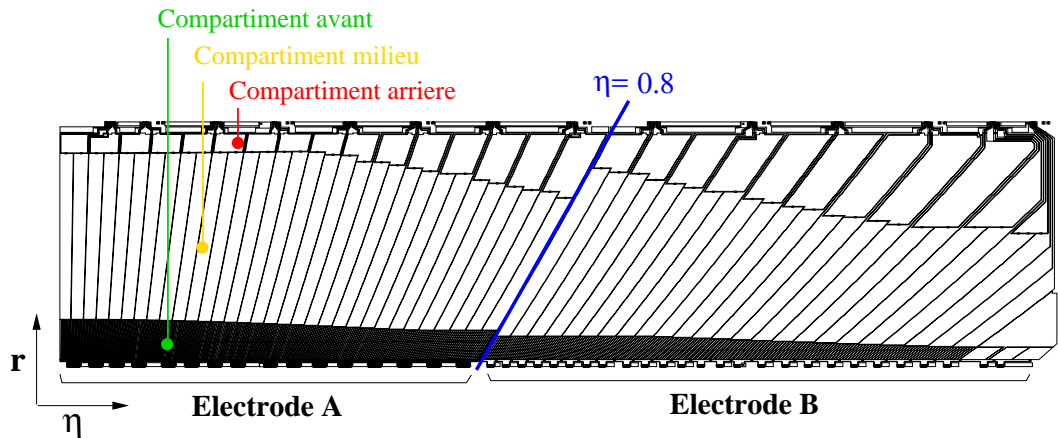


FIG. 3.17 – Dessin des électrodes de type A et B pour les trois compartiments d'un module du tonneau.

3.6.2 Tests électriques après assemblage

3.6.2.1 Tests à température ambiante après câblage final

A la fin du montage, le module est désolidarisé du bâti d'assemblage pour être câblé. La procédure de test suivie est la suivante :

- Câblage de la face à petit rayon qui comporte en fait l'installation des cartes sommatriques, des cartes mères, des panneaux d'interconnection et la pose des câbles entre cartes mères et panneaux (voir photo de la figure 3.19.).
- Test du câblage des lignes d'étalonnage et des lignes signaux de la face à petit rayon.
- Montage d'un bâti de manutention autour du module.
- Retournement du module pour câbler les cartes sommatriques et les cartes mères de la face à grand rayon, ainsi que les cartes de haute tension.
- Test du câblage haute tension.
- Test de tenue en tension.
- Test du câblage des lignes d'étalonnage et des lignes signaux de la face à grand rayon.
- Mesure de la capacité de chaque cellule (ou test **TPA**). La figure 3.20 montre le résultat des tests TPA sur les compartiments milieu et arrière du module P01. Les variations d'amplitude observées sont dues aux variations de la taille des cellules. Plus la capacité de la cellule est grande, plus l'amplitude mesurée est petite.

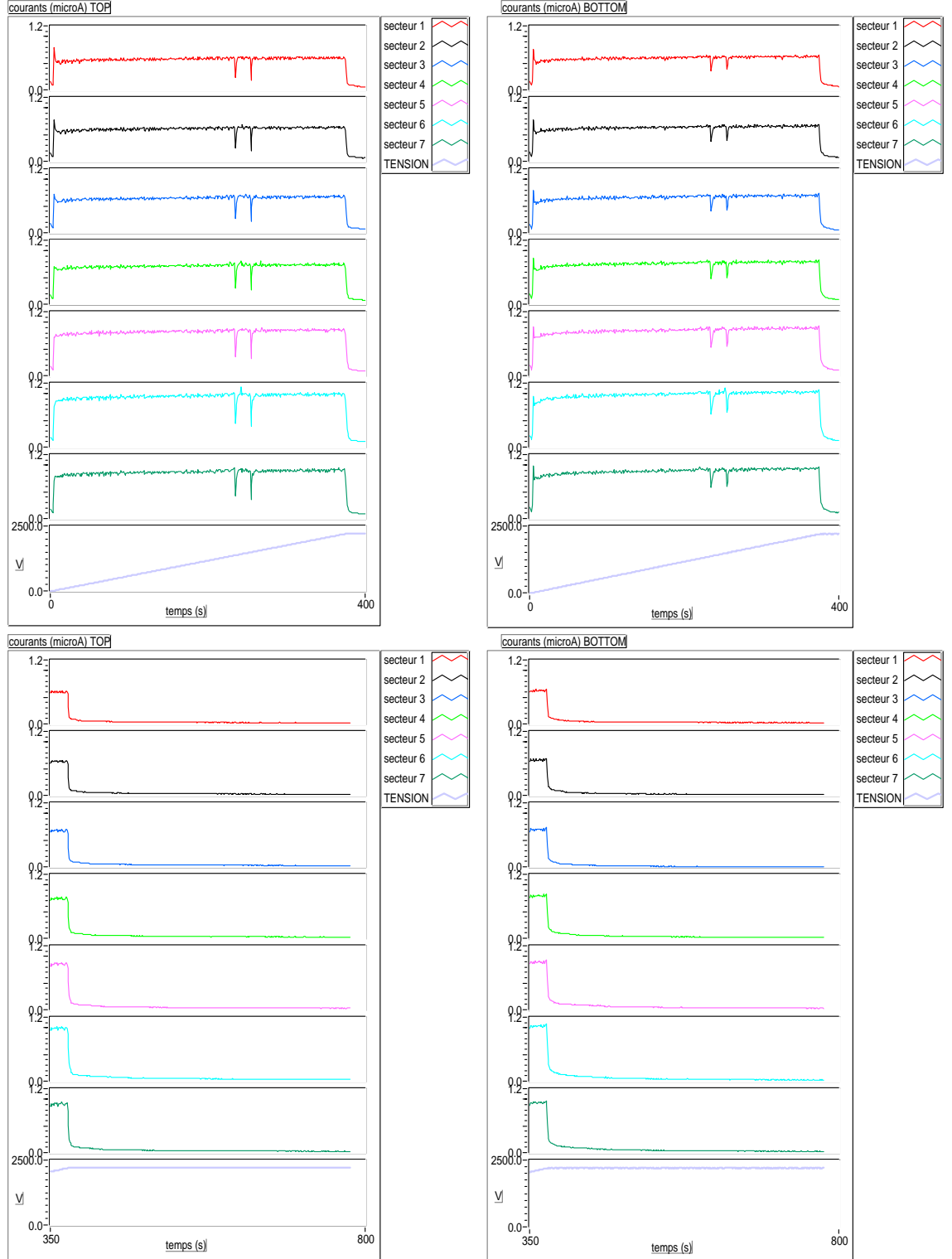


FIG. 3.18 – *Test HT*: Les figures du haut représentent la montée de la tension (graphe du bas) et des courants pour les deux faces de l'électrode ("top" et "bottom") et pour les sept secteurs de haute tension du module P01 (un secteur représente 0,2 en unité de pseudo-rapidité). Les brusques variations de courant sont dues à l'alimentation haute tension. Les figures du bas montrent les courants de fuite pendant la tenue de la haute tension (graphe du bas).

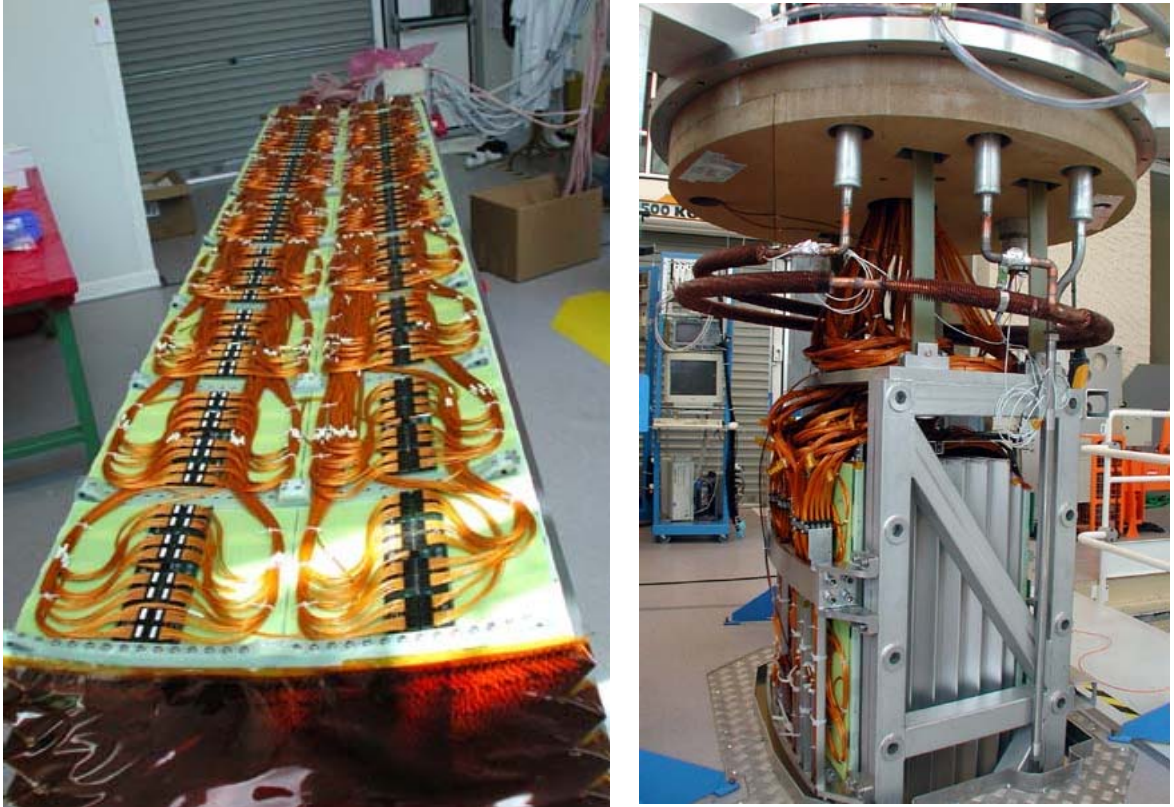


FIG. 3.19 – *A gauche : Câblage d'un module. A droite : Raccordement d'un module au couvercle du cryostat de test.*

3.6.2.2 Tests dans l'argon liquide

Cette séquence de tests utilise un cryostat vertical. Le module est suspendu sous le couvercle du cryostat et est connecté aux câbles venant des traversées (voir figure 3.19.). Le module est inséré dans le cryostat et est testé. On peut décrire la séquence de la manière suivante :

- Séquence de tests décrite dans la section 3.6.2.1 à température ambiante reproduite pour éliminer tout problème lié à la manipulation du module.
- Pompage de l'air du cryostat et “nettoyage” avec de l'argon gazeux.
- Refroidissement grâce au circuit d'azote liquide¹², jusqu'à la température de l'argon liquide et remplissage du cryostat avec de l'argon liquide.
- Tous les tests précédents sont reproduits pour éliminer tout problème lié au refroidissement du module et tester le module dans des conditions très proches de celles d'ATLAS.

¹². Ce circuit comprend les tuyaux qui descendent du couvercle du cryostat sur la photo de droite de la figure 3.19.

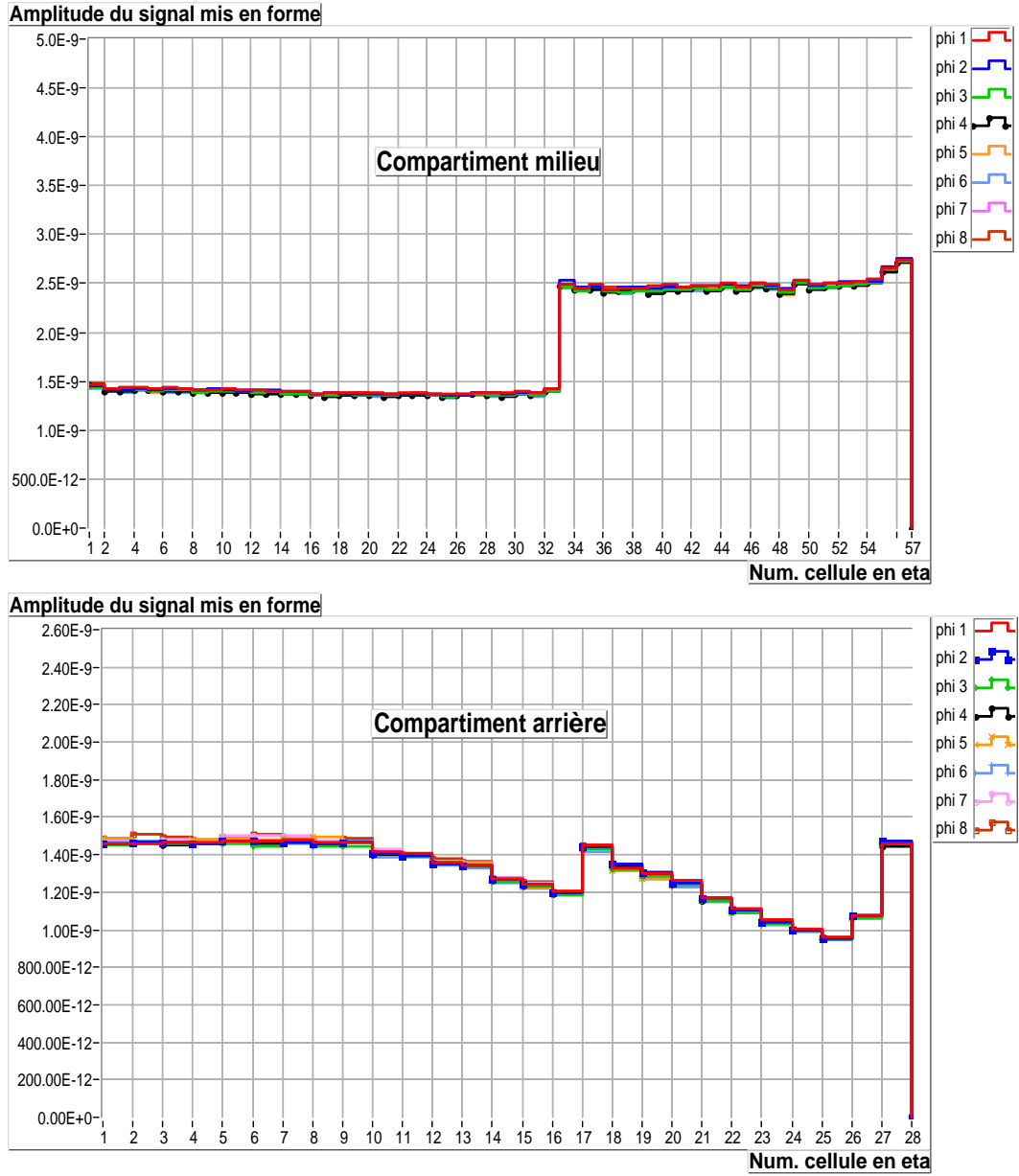


FIG. 3.20 – *Test TPA : Amplitude du signal en fonction du numéro de cellule en unité de pseudo-rapacité pour le module P01, après mise en forme. En haut le compartiment milieu et en bas le compartiment arrière. L'amplitude du signal nous renseigne directement sur la valeur de la capacité de la cellule.*

Dès que le cryostat est rempli d'argon liquide, des contrôles automatisés sont effectués pour surveiller à la fois le cryostat et le module. Ils comprennent :

- Le contrôle constant des sondes de température et de pureté du bain d'argon

liquide.

- Le contrôle de l'automate du cryostat.
- Les mesures à intervalles réguliers pour étudier la stabilité temporelle.

3.6.3 Mesures des capacités et inductances

Pour les modules $M15$, $M0$, $P13$ et $P15$, les valeurs de capacité et d'inductance des cellules des compartiments milieu et arrière ont été mesurées avant la phase de câblage décrite précédemment. L'intérêt de ces mesures vient de ce que le produit LC est le paramètre principal pour la production des coefficients de filtrage optimal utilisés pour reconstruire l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique. Une étude concernant ces coefficients sera décrite au chapitre 5. Les capacités et les inductances mesurées englobent celles de la cellule et celles de la carte sommatrice. En utilisant un pont RLC , l'impédance complexe $Z(\omega)$ est mesurée. Cette impédance s'écrit :

$$Z(\omega) = R + i \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) \quad (3.17)$$

où $\omega = 2\pi f$. La fréquence varie de 0,1 à 30 MHz. Cent mesures sont effectuées par canal et pour chaque fréquence, ce sont le module $|Z|$ et la phase Φ qui sont récupérés.

Les figures 3.21 représentent la partie imaginaire en fonction de la fréquence pour les compartiments milieu et arrière.

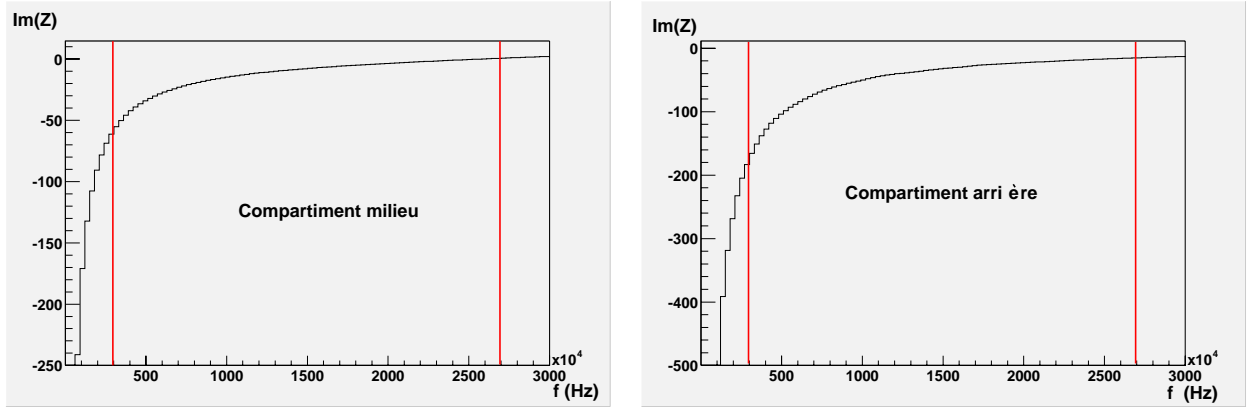


FIG. 3.21 – *A gauche : Partie imaginaire de Z en fonction de la fréquence pour le compartiment milieu. A droite : Partie imaginaire de Z en fonction de la fréquence pour le compartiment arrière. Les lignes verticales déterminent la plage de valeurs qui est utilisée pour l'ajustement.*

Les paramètres L et C sont extraits au moyen de la procédure d'ajustement :

$$\text{Im}(Z) = \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) \quad (3.18)$$

Quatre-vingt ajustements sont effectués en diminuant bin par bin la zone des valeurs utilisées. Cela sert à contrôler la stabilité de l'ajustement. Cette méthode permet d'obtenir une précision de l'ordre du pourcent sur les valeurs extraites de

LC pour le compartiment milieu. Les figures 3.22 représentent les valeurs de LC en fonction du numéro d'ajustement pour les compartiments milieu et arrière. Les valeurs extraites sont beaucoup plus stables pour le compartiment milieu. Une étude impliquant les valeurs de ce compartiment est développée dans le chapitre 5.

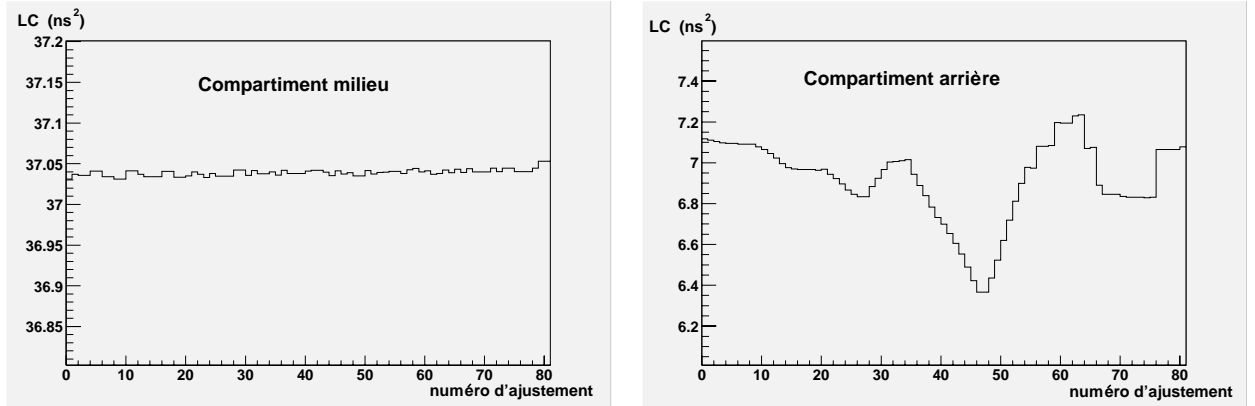


FIG. 3.22 – *Produits LC extraits par la procédure d'ajustement en fonction du numéro de l'ajustement effectué pour le compartiment milieu (à gauche) et pour le compartiment arrière (à droite).*

3.7 Conclusion

Le calorimètre électromagnétique représente un atout important dans la recherche du Higgs. Il utilise la technologie accordéon baignant dans l'argon liquide afin de garantir la plus grande hermiticité possible et une réponse rapide. Des segmentations optimisées en pseudo-rapacité et en profondeur permettent d'obtenir une grande précision sur les résolutions en position et en énergie.

De plus, il est crucial de minimiser la contribution des différents bruits au terme constant de la résolution en énergie. Pour cela, un grand soin a été apporté à la construction des modules du calorimètre, accompagnée de nombreux tests de qualification et de vérification, ainsi qu'à leur étalonnage.

Chapitre 4

Monitoring en ligne des données des tests en faisceau du calorimètre

Ce chapitre concerne le dispositif de tests en faisceau des modules du calorimètre électromagnétique, dispositif auquel j’ai pris part en développant un outil de monitoring en ligne des données des tests. Après avoir décrit le faisceau et les tests effectués le moniteur en ligne sera présenté et nous terminerons ce chapitre avec une vision générale de ce qu’est une analyse standard des données des tests en faisceau.

4.1 Tests en faisceau

Plusieurs campagnes de tests en faisceau ont été réalisées (juillet 1999, juin et août 2000) sur un module prototype du calorimètre: le *module 0*¹. Celles-ci ont permis de tester différents types d’électrodes, de cartes mères et sommatrices et de mesurer les performances d’un module à l’échelle 1. Les données de ces tests ont permis d’élaborer une procédure pour la reconstruction de l’énergie. A la suite ont été testés quatre “vrais” modules du calorimètre, deux pendant l’été 2001 et les deux autres pendant l’été 2002. Cette partie décrit l’équipement et le déroulement des tests.

4.1.1 Faisceau

Un accélérateur linéaire (Linac) accélère les protons jusqu’à une énergie de 50 MeV; leur énergie est ensuite portée à 1 GeV dans le “Booster” (PSB), puis 26 GeV

1. Le module 0 est un module complet du calorimètre tonneau qui couvre $2\pi/16$ en ϕ et $0 \rightarrow 1,475$ en η . Lors du test d’août 2000, ce module était équipé d’une électronique très proche de l’électronique finale d’ATLAS. Pour une description complète, se référer à [41].

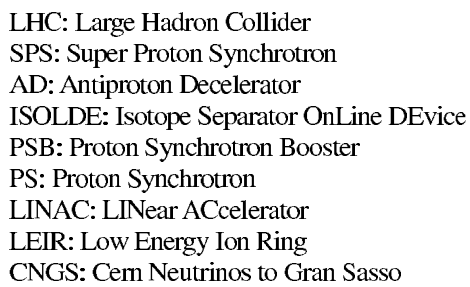
dans le synchrotron à protons (PS) et enfin à 450 GeV dans le super synchrotron à protons (SPS) (voir figure 4.1). Cela constitue le faisceau primaire. Il est alors dirigé sur une cible de béryllium qui produit une gerbe hadronique (π^+ , π^- , π^0 , n ...) et, couplé à un système de sélection, donne un faisceau secondaire d'électrons provenant de la conversion des photons de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Ce faisceau est en fait un jet de paquets d'électrons qui interagissent avec le module testé pendant 2,4 s toutes les 14 s. Il est ainsi possible d'obtenir des faisceaux d'énergie allant de 10 GeV à 300 GeV.

4.1.2 Dispositif expérimental

Les tests en faisceau du calorimètre tonneau sont réalisés avec la ligne de faisceau H8 de la zone nord du CERN (voir référence [41] pour plus de détails), à Prévessin. Le calorimètre est placé dans un cryostat dédié à ces tests, ayant deux parois en aluminium de 4 cm d'épaisseur, séparées par un vide de 5 cm. La constitution du cryostat permet de garder indépendant de ϕ l'épaisseur de matériel traversé par les particules en amont du module testé. La table sur laquelle il repose permet des rotations suivant η et ϕ afin de garder la projectivité de la ligne de faisceau sur les cellules du calorimètre. La ligne est composée comme suit (voir figure 4.2) :

- Un système de trois scintillateurs S1, S3 et S4 utilisés en coïncidence pour le déclenchement de la prise de données, après passage dans un discriminateur pour rejeter les signaux faibles. Les signaux analogiques ainsi émis sont numérisés par un *ADC*. Comme le déclenchement est asynchrone avec l'horloge 40 MHz, un système TDC (*Time Discriminator Counter*) mesure, avec une précision de 50 ps, le temps t_{tdc} séparant le déclenchement et l'échantillonnage suivant. Les scintillateurs S3 et S4, placés à 90 degrés l'un de l'autre et situés près de la chambre 3 (CH3), définissent un carré de 5 cm de côté (taille d'une cellule du compartiment milieu) pour déterminer la forme transversale du faisceau.
- Un compteur Cerenkov chargé d'identifier les électrons, en rejetant les pions de basse énergie.
- Un compteur à pions situé derrière le cryostat. Il fonctionne comme le premier compartiment d'un calorimètre hadronique et permet de rejeter les pions.
- Un système de quatre chambres à fils proportionnelles, CH1, CH2, CH3 et CH4, situées respectivement à 32, 32, 4,4 et 2,9 m en amont du module et dont le rôle est de déterminer le point de passage des particules et de reconstruire les traces dans un plan perpendiculaire (x,y) . Ces chambres ont

(not to scale)



Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96
Revised and adapted by Antonella Del Rosso, ETT Div.,
in collaboration with B. Desforages, SL Div., and
D. Manglunki, PS Div, CERN, 23.05.01

FIG. 4.1 – Chaîne d'accélérateurs du CERN.

une résolution de $300\ \mu\text{m}$ chacune afin d'extraire la résolution en position du calorimètre (quelques centaines de μm).

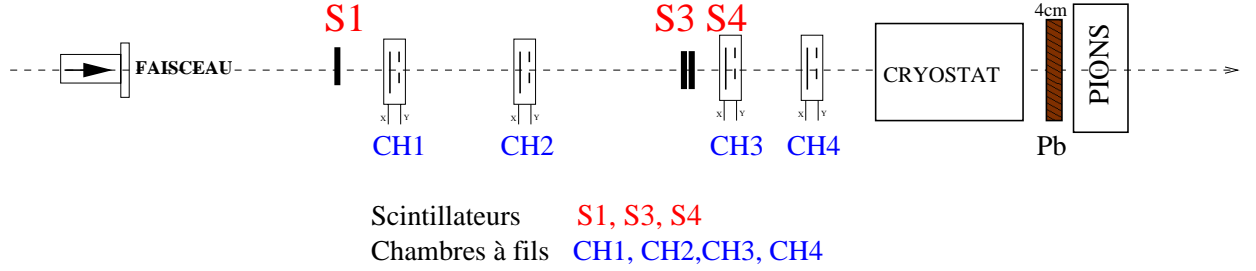


FIG. 4.2 – Disposition de la ligne de faisceau H8.

4.1.3 Prise de données

La nomenclature utilisée dans la suite pour le positionnement du faisceau utilise la numérotation des cellules du compartiment milieu : de 0 à 15 selon ϕ et de 0 à 55 selon η . La prise de données consiste en séquences (*runs*²) où le faisceau pointe sur le centre d'une cellule du compartiment milieu. Différentes énergies de faisceau ($10\ \text{GeV} \rightarrow 245\ \text{GeV}$) ont été utilisées pour des études de résolution, de linéarité et d'uniformité. Un certain nombre de runs d'étalonnage ont été réalisés pour la mesure des piédestaux, le calcul des gains et la reconstruction de la forme du signal :

- Les runs de piédestaux, pour lesquels les événements sont sélectionnés entre les prises de données du faisceau (entre les paquets d'électrons) et qui servent à définir l'*offset* des ADC.
- Les runs d'étalonnage, pour lesquels sont injectés des signaux électriques d'amplitude différente. Cela sert à connaître la réponse électrique de chaque voie d'électronique et à obtenir la conversion ADC/charge.
- Les runs de physique, pour lesquels les données sont prises en mode asynchrone, à la différence de ce qui se fera au LHC. Cinq échantillons³ en temps sont utilisés pour reconstruire l'énergie. Les données sont prises soit en mode gain libre (le gain est choisi automatiquement par le système électronique), soit en mode deux gains (en gains haut et moyen à la fois). Y

2. Un run consiste en une prise de données dans des conditions fixes.

3. La prise de données a été en fait effectuée avec sept échantillons dont on utilise, de façon standard, que les cinq premiers. Les deux échantillons supplémentaires ont été motivés par une étude de la forme du signal.

sont distingués deux types d'événements :

- Les événements pour lesquels le déclenchement a lieu aléatoirement. Ils permettent d'évaluer le bruit électronique pendant la prise de données.
- Les événements physiques qui correspondent au passage d'une particule dans les scintillateurs.

4.1.4 Energie reconstruite pendant la prise de données

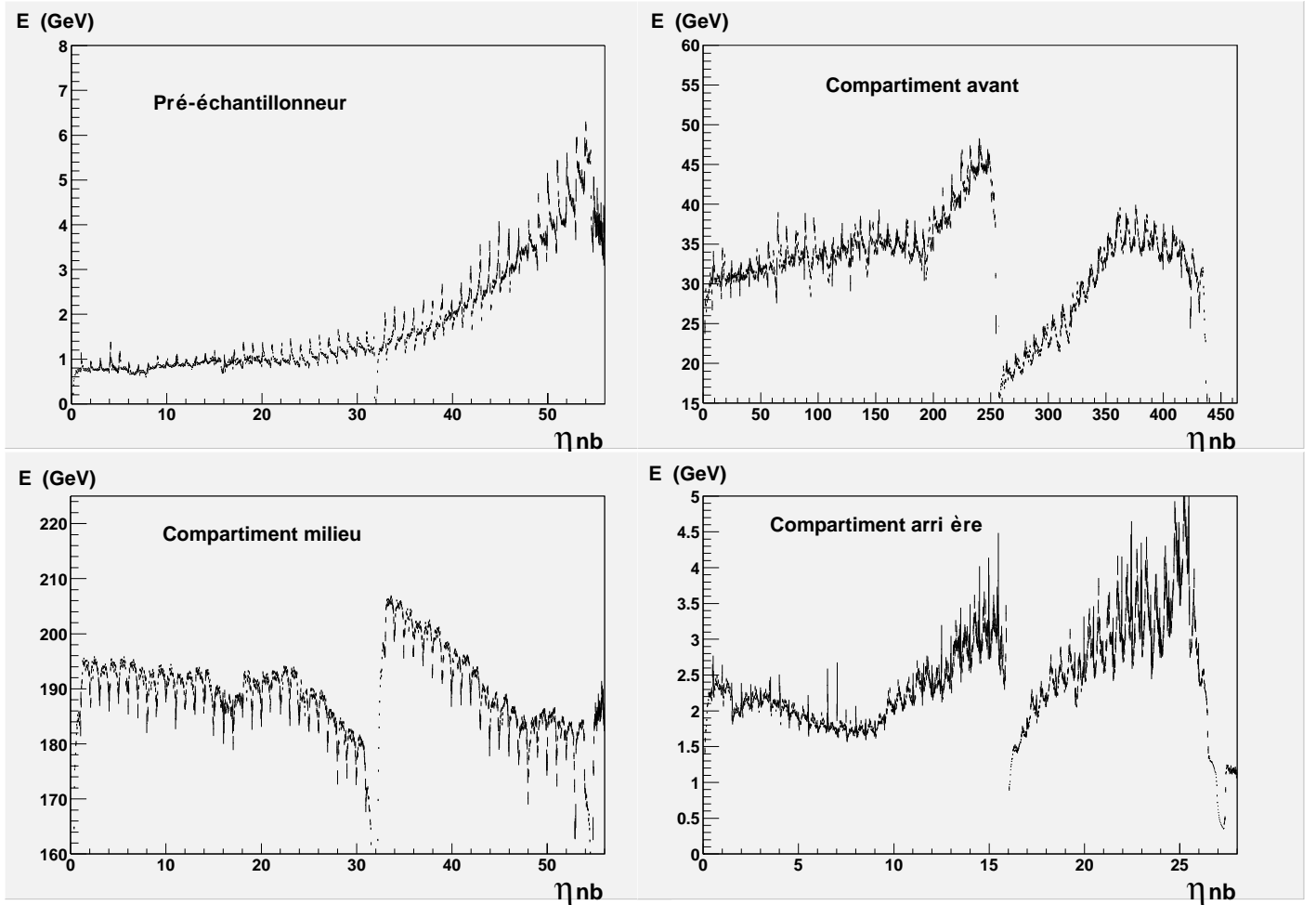


FIG. 4.3 – Energie déposée dans chaque compartiment du calorimètre en fonction de la pseudorapidité η pour des électrons de 245 GeV. Les oscillations sont dues au fait qu'on utilise un amas de cellules de taille finie pour la reconstruction.

L'énergie totale E_{tot} déposée par une particule s'écrit :

$$E_{tot} = \sum_{i=0}^3 \alpha_i E_i \quad (4.1)$$

où E_i représentent les énergies reconstruites dans le pré-échantillonneur ($i = 0$) et dans les trois compartiments du calorimètre (voir les figures 4.3) et α_i sont des poids relatifs aux pertes d'énergie à l'avant et à l'arrière du détecteur ou provenant d'une diaphonie entre compartiments.

Les poids sont estimés localement en minimisant la résolution sur l'énergie (pour plus de détails, voir la section 4.3).

Une gerbe est étalée sur plusieurs cellules. Lors des tests en faisceau est utilisé un amas $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$, ou *nonet*, en unités de cellule du compartiment milieu, afin de minimiser la contribution du bruit. Dans ATLAS, à cause de la présence plus importante de matière devant le détecteur (détecteur interne entre autres) et du champ magnétique, les amas utilisés devraient être $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ ou 3×5 (pour les γ non convertis) dans la même unité. Des amas similaires sont utilisés dans le pré-échantillonneur (3×1), dans les compartiments avant (24×1) et arrière (2×3). Enfin la position de la gerbe dans le détecteur est reconstruite par une recherche de barycentre; la distribution d'énergie dans le compartiment le plus finement segmenté est choisie, soit dans le compartiment avant pour le calcul du barycentre en η , soit dans le compartiment milieu pour le barycentre en ϕ .

4.2 Moniteur en ligne

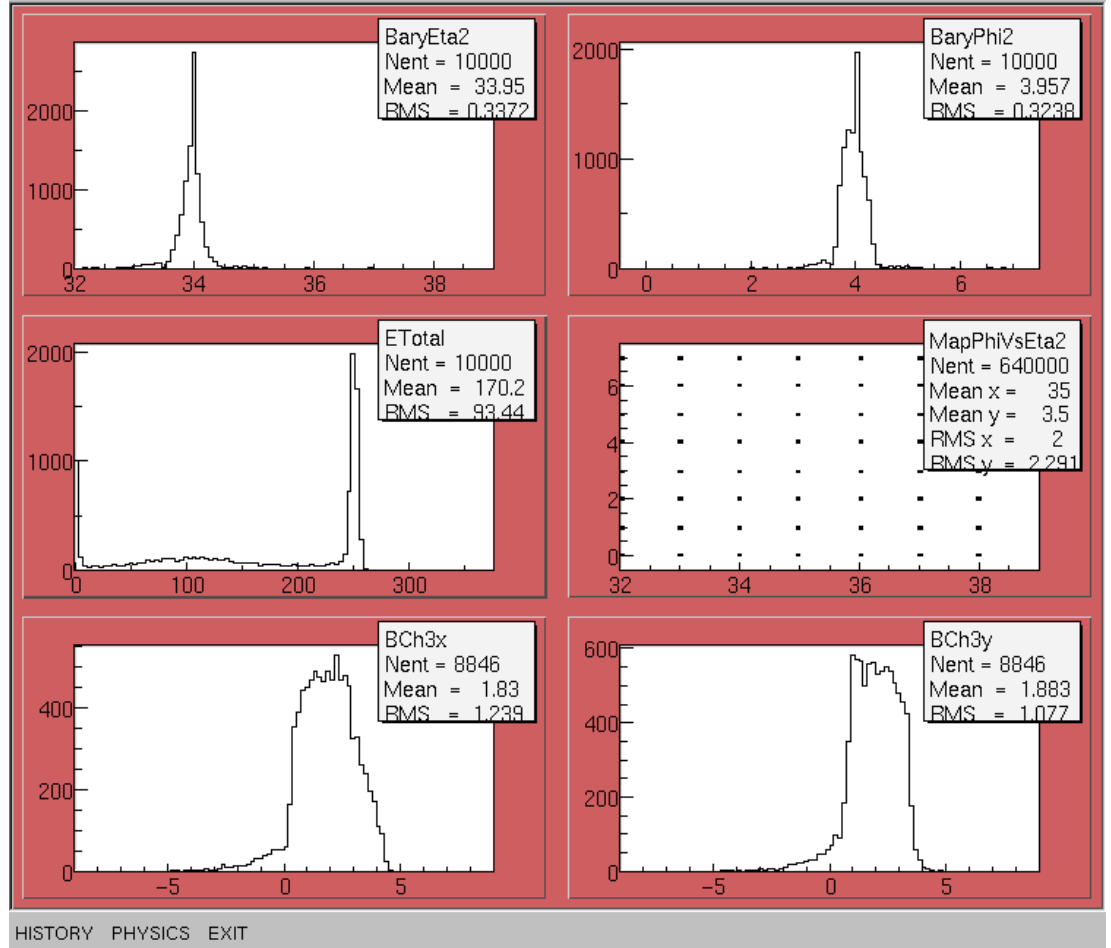


FIG. 4.4 – Affichage du monitoring.

4.2.1 Motivation

Antérieurement, la validation de la qualité des données devait attendre que le *run* soit fini. Alors étaient lancés le traitement des données puis leur analyse en utilisant un script basé sur *PAW*⁴. Pour conserver un rendement suffisant quant aux informations que ces tests devaient apporter sur les modules, les *runs* étaient enchaînés les uns à la suite des autres, sans avoir pris le temps de vérifier le *run* qui venait de se finir. Il y avait donc un décalage entre la prise de données et

4. *PAW* est un environnement d'analyse codé dans le langage fortran.

leur analyse. Si des corrections devaient être apportées, notamment sur le positionnement de la table sur laquelle repose le cryostat, ou encore si un élément du dispositif, décrit dans la section 4.1.2, avait un dysfonctionnement, cela prenait la durée de 2 *runs* pour s'en rendre compte, soit environ 10 minutes.

Ainsi apparaissait la nécessité de développer un outil de monitoring permettant de contrôler les données durant le *run* même. Grâce au moniteur en ligne mis au point, l'analyse préliminaire des quantités significatives (l'énergie dans les compartiments, les barycentres selon x et y dans les compartiments, les canaux lus, etc) pouvait débiter dès l'arrivée des premières données permettant donc un gain de temps appréciable si un problème surgissait. Cet outil a été dans un premier temps développé pour les tests en faisceau des modules du tonneau électromagnétique, et devant son succès, son utilisation a très vite été étendue aux tests en faisceau des modules des bouchons électromagnétiques.

4.2.2 Outils informatiques utilisés

Un prototype du moniteur en ligne a été développé en C++ en utilisant l'environnement *ROOT* et le logiciel *EMTB*:

- C++ est un langage structuré dérivant du langage C et servant pour la programmation orienté objets. La programmation objets concerne la description et la manipulation d'objets⁵. Elle permet d'organiser et d'exploiter des types abstraits de données à l'aide des techniques d'encapsulation, d'héritage et de liaisons dynamiques :
 - L'encapsulation permet d'occulter les détails de l'implémentation d'un objet. En effet, pour agir sur les données d'un objet, il est nécessaire de passer par l'intermédiaire des méthodes de la classe⁶ de l'objet, qui jouent ainsi le rôle d'interface obligatoire.
 - La technique d'héritage simplifie la création d'une nouvelle classe en donnant au programmeur la possibilité de réutiliser des classes existantes et d'ajouter simplement de nouveaux éléments ou de redéfinir des comportements.
 - La liaison dynamique permet de ne connaître qu'au moment de l'exécution du programme la version de la fonction à exécuter.
- *ROOT* est un logiciel développé au CERN (voir la référence [42]). C'est un ensemble de structures orientées objets. Il est utilisé pour construire des

5. Un objet est une association de données et de procédures agissant sur ces données.

6. Une classe est la description d'un ensemble d'objets ayant une structure de données commune et disposant des mêmes méthodes. Les objets apparaissent alors comme des variables d'un tel type classe.

applications codées en C++ et possède un certain nombre de classes prédéfinies pour archiver et gérer une quantité importante de données. Des données spécifiques sont directement accessibles sans avoir à manipuler l'ensemble des données. *ROOT* comporte un nombre important d'outils d'analyse permettant de remplir des histogrammes jusqu'à 3 dimensions et d'effectuer des traitements statistiques sur ces données [ajustements polynômiaux ou d'autres sortes et dans ce cadre, minimisations (utilisation de Minuit)]. De plus *ROOT* possède son propre interpréteur de commandes C++, ce qui permet d'exécuter des instructions C++ en ligne ou des macros. Enfin les bibliothèques de *ROOT* peuvent être facilement utilisées dans un programme compilé et cela est le cas pour le moniteur en ligne.

- *EMTB* est un logiciel développé par la collaboration désormais maintenu au LAPP (voir la référence [43]). Il fournit un accès facile aux données des tests en faisceau. Il offre le décodage des données brutes afin de reconstruire l'énergie des particules par la méthode de la parabole, consistant à prendre parmi les sept échantillons les trois les plus élevés et à ajuster une parabole qui passe par ces points, sa hauteur donnant alors l'énergie. *EMTB* permet aussi de localiser la particule dans le module, d'obtenir les informations sur les chambres à fils ou sur les scintillateurs, etc. Il donne aussi une cartographie des cellules du module testé, un ensemble de constantes d'étalonnage, des fichiers pour piloter le comportement des bases de données et l'accès aux fichiers d'histogrammes au format *hbook* [44].

Ce prototype de monitoring a été développé dans un contexte *maître/esclave*; le moniteur gère l'interface graphique et utilise *EMTB* pour remplir les histogrammes.

Après avoir utilisé des *runs* techniques (sans faisceau) pour tester sa transparence⁷ au niveau de la prise de données (voir les références [45] et [46]) et ayant été validé lors de l'été 2001, le moniteur en ligne a donc été intégré dans *EMTB* en tant que paquet⁸ (ou *package*). Suivant l'évolution de *EMTB* vers la programmation orientée objets, il a été adapté et est donc devenu un objet nommé *Presenter*.

7. Toute une série de tests a servi à valider la fluidité du traitement des données par le moniteur en ligne.

8. Ensemble d'instructions supplémentaires se greffant sur un programme existant, offrant ainsi de nouvelles fonctionnalités.

4.2.3 Description du moniteur en ligne

Pour chaque type de *run*, différents menus sont disponibles :

- *Run Delay* : **HISTORY**, **MEAN**, **EXIT**.
- *Run Pedestal* : **HISTORY**, **PEDESTAL**, **EXIT**.
- *Run Physics* : **HISTORY**, **PHYSICS**, **EXIT**.
- *Run Ramp* : **HISTORY**, **RAMP**, **MEAN**, **EXIT**.

Les histogrammes du menu **HISTORY** renseignent sur le bon fonctionnement de l'électronique de lecture, ceux du menu **PHYSICS** sur la qualité des événements pris lors des *runs* de physique (énergie déposée, barycentres, profil du faisceau, pureté en électrons du faisceau...), ceux du menu **MEAN** sur la qualité de l'étalonnage du module, ceux du menu **RAMP** sur la qualité de la procédure de calculs des constantes d'étalonnage et enfin ceux du menu **PEDESTAL** sur le bruit électronique.

Les histogrammes sont listés suivant le menu et la page auxquels ils correspondent :

- **PEDESTAL** pour les cent-vingt-huit canaux de la *FEB* lue *i* et pour les gains moyen et haut $j = 0$ et 1 (voir figure 4.5) :
 - Les histogrammes *Ped_FEBi_Gainj* de la page **Pedestal** donnent les valeurs de piédestaux.
 - Les histogrammes *Noise_FEBi_Gainj* de la page **Noise** donnent les valeurs du bruit.
 - Les histogrammes *CohSum_FEBi_Gainj* de la page **Coh Sum** représentent la dispersion du bruit cohérent⁹.
 - Les histogrammes *IncohSum_FEBi_Gainj* de la page **Incoh Sum** représentent la dispersion du bruit incohérent¹⁰.
- **HISTORY** : Les histogrammes *Gain*, *Capa* et *Temp/burst* de la page **Readout** donnent des informations générales sur le *run* en cours. (voir figure 4.6).
- **RAMP** pour la *FEB i* (voir figure 4.6) :
 - Les histogrammes *SlopePerChanFEBi* de la page **Slope** représentent les pentes extraites de l'ajustement de la procédure de rampe (voir [41]).

9. Le bruit est qualifié de cohérent lorsque tous les bruits des cellules sont corrélés deux-à-deux de la même façon.

10. Le bruit est qualifié d'incohérent lorsque les bruits des cellules sont complètement indépendants.

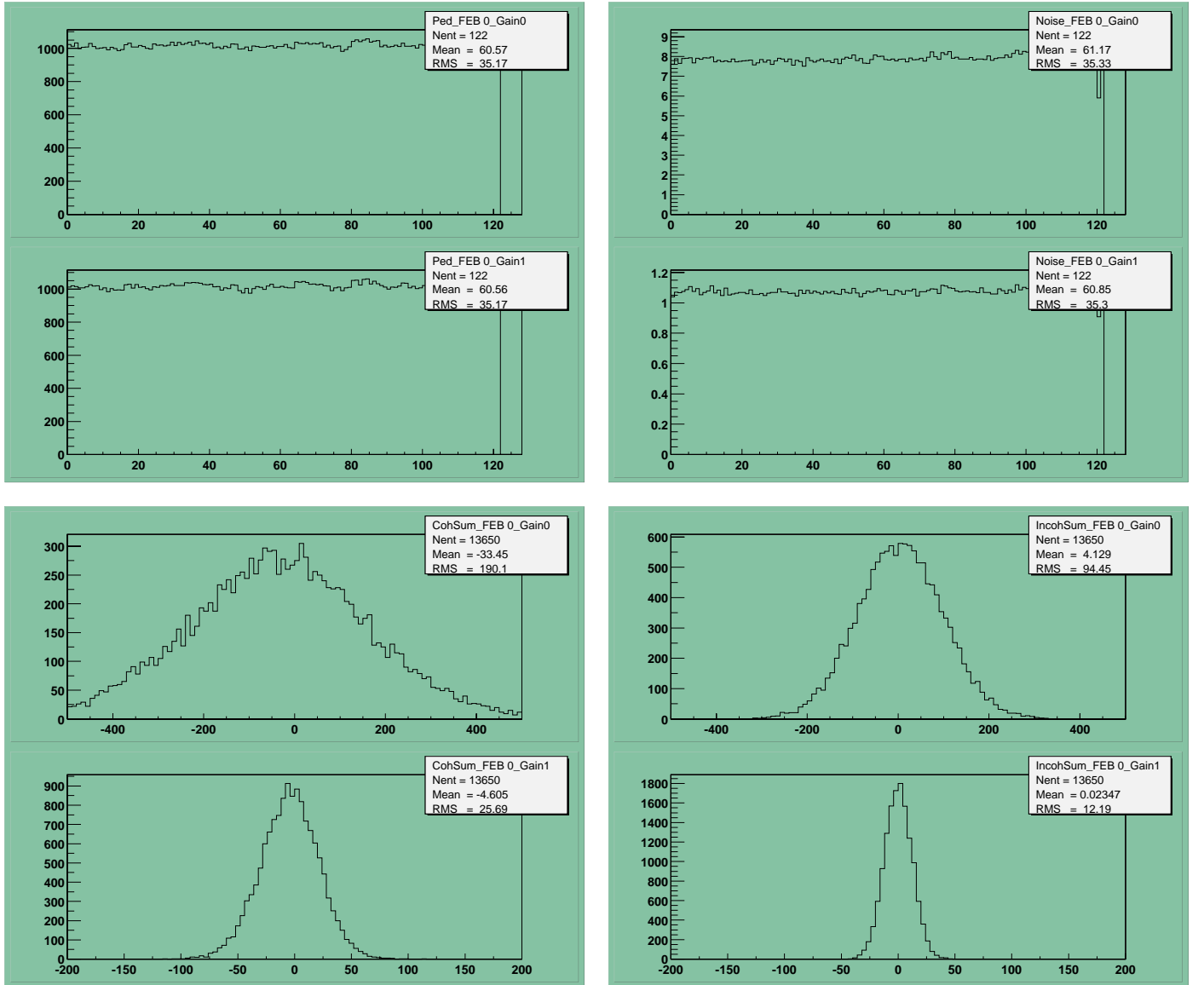


FIG. 4.5 – En haut : Page **Pedestal** à gauche et page **Noise** à droite. En bas, Page **Coh Sum** à gauche et page **Incoh Sum**.

- Les histogrammes *ResiduPerChanFEBi* de la page **Residu** représentent les résidus entre les données et la courbe d’ajustement de la procédure de rampe.
- **PHYSICS :**
 - Les histogrammes *BaryEta2*, *BaryPhi2*, *ETotal*, *MapPhiVsEta2*, *BCh3x* et *BCh3y* de la page **Summary** sont extraits d’autres pages de **PHYSICS** afin d’en résumer les informations. Ils sont expliqués à la page correspondante. (voir figure 4.6).
 - Les histogrammes *Muon*, *ADC pion*, *ADC S3*, *ADC c1* et *ADC c2* de la page **Beam Elements** montrent, dans l’ordre, le nombre de muons, la distribution des pions, la distribution des particules détectées par le scintillateur S3, les distributions des particules détectées par les compteurs Cerenkov (voir figure 4.7).
 - Les histogrammes *BChix* et *BChiy*, avec $i = 0,1,2,3$, de la page **Beam Profile** montrent le profil du faisceau (voir figure 4.7).
 - Les histogrammes *BChiTDCSumx* et *BChiTDCSumy*, correspondant aux chambres à fils $i = 1, 2, 3$ et 4, de la page **TDC Infos 1** montrent les sommes des mesures *tdc* pour chacune des deux directions des fils. Ces sommes doivent être constantes (voir figure 4.7).
 - Les histogrammes *BChiTDCSubVsSumx* et *BChiTDCSubVsSumy*, correspondant aux chambres à fils 1, 2, 3 et 4, de la page **TDC Infos 2** montrent la corrélation entre les sommes des mesures *tdc* et leurs différences pour chaque direction des fils. (voir figure 4.7).
 - Les histogrammes *Elayeri*, *ETotal* et *ZoomETotal* de la page **Energy-Calo** donnent l’énergie déposée dans le compartiment i , l’énergie totale déposée ainsi qu’un zoom sur le pic de l’énergie totale (voir figure 4.8).
 - Les histogrammes *BaryEtai* et *BaryPhii* de la page **Barycenter** montrent les barycentres reconstruits pour les compartiments avant et milieu ($i = 1$ et 2) (voir figure 4.8).
 - Les histogrammes *MapPhiVsEtai* de la page **Map** montrent, pour chaque compartiment i , dans le plan(η, Φ), les cellules lues (voir figure 4.8).
 - Les histogrammes *TDCPhase*, *SampleMax*, *Shape* et *TDC[6]* de la page **Timing** renseignent sur le calage en temps de la prise de données. *TDCPhase* doit être une distribution plate puisque la prise de données s’effectue en mode asynchrone, *SampleMax* montre quel échantillon représente la valeur maximale du signal recueilli, *Shape* montre la forme du signal et *TDC[6]* montre le calage effectif entre le déclenchement et l’arrivée des électrons (voir figure 4.8).

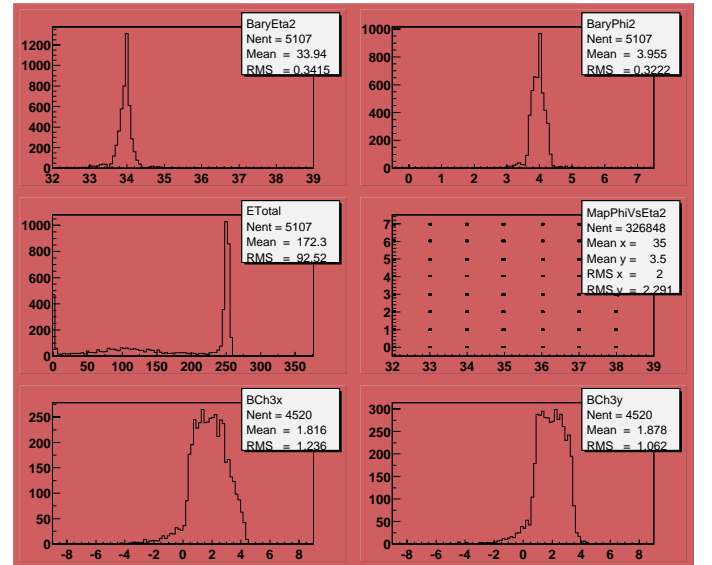
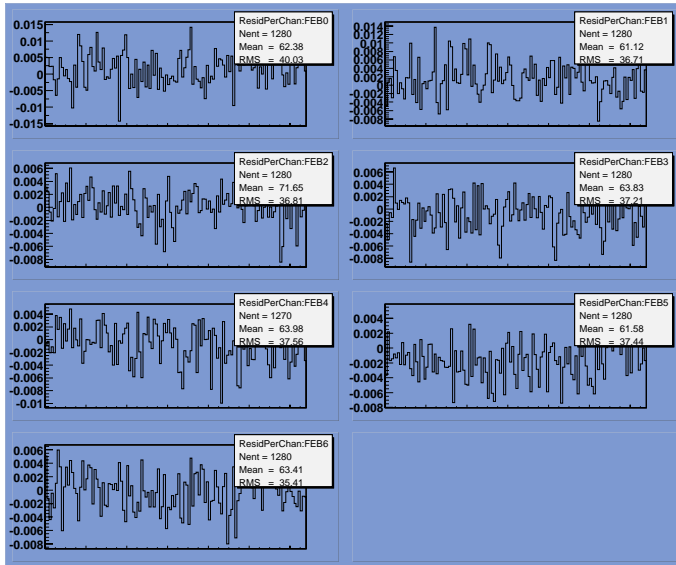
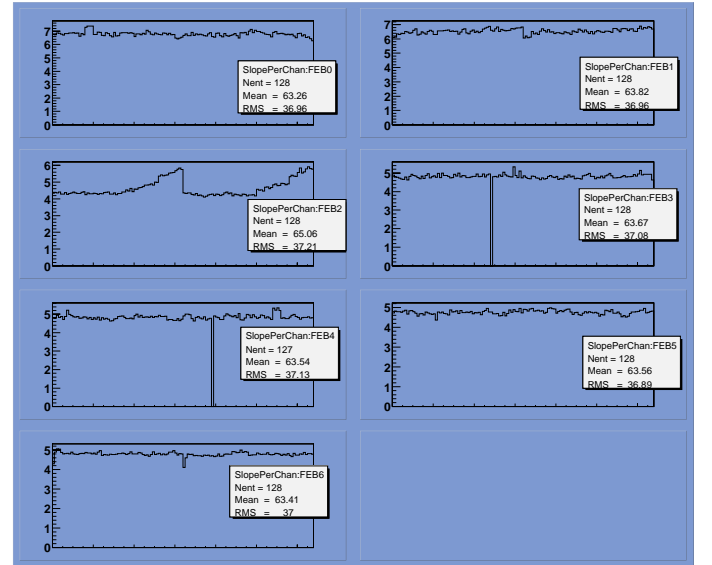
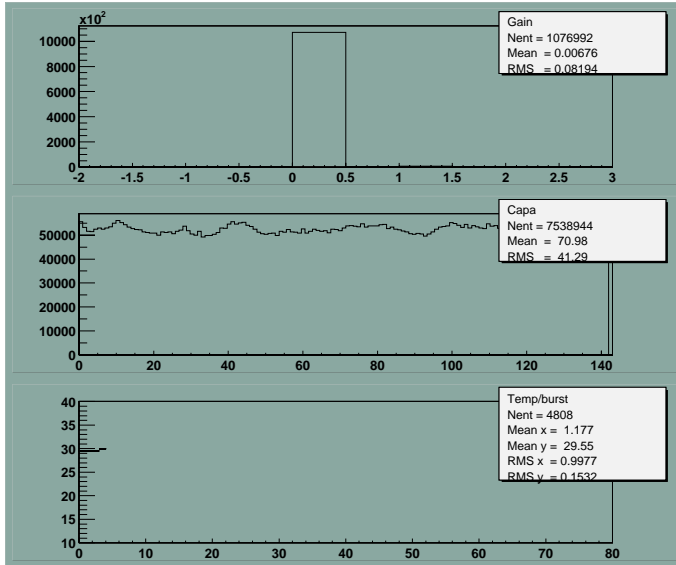


FIG. 4.6 – En haut : Page Readout à gauche et page Slope à droite. En bas : Page Residu à gauche et page Summary à droite.

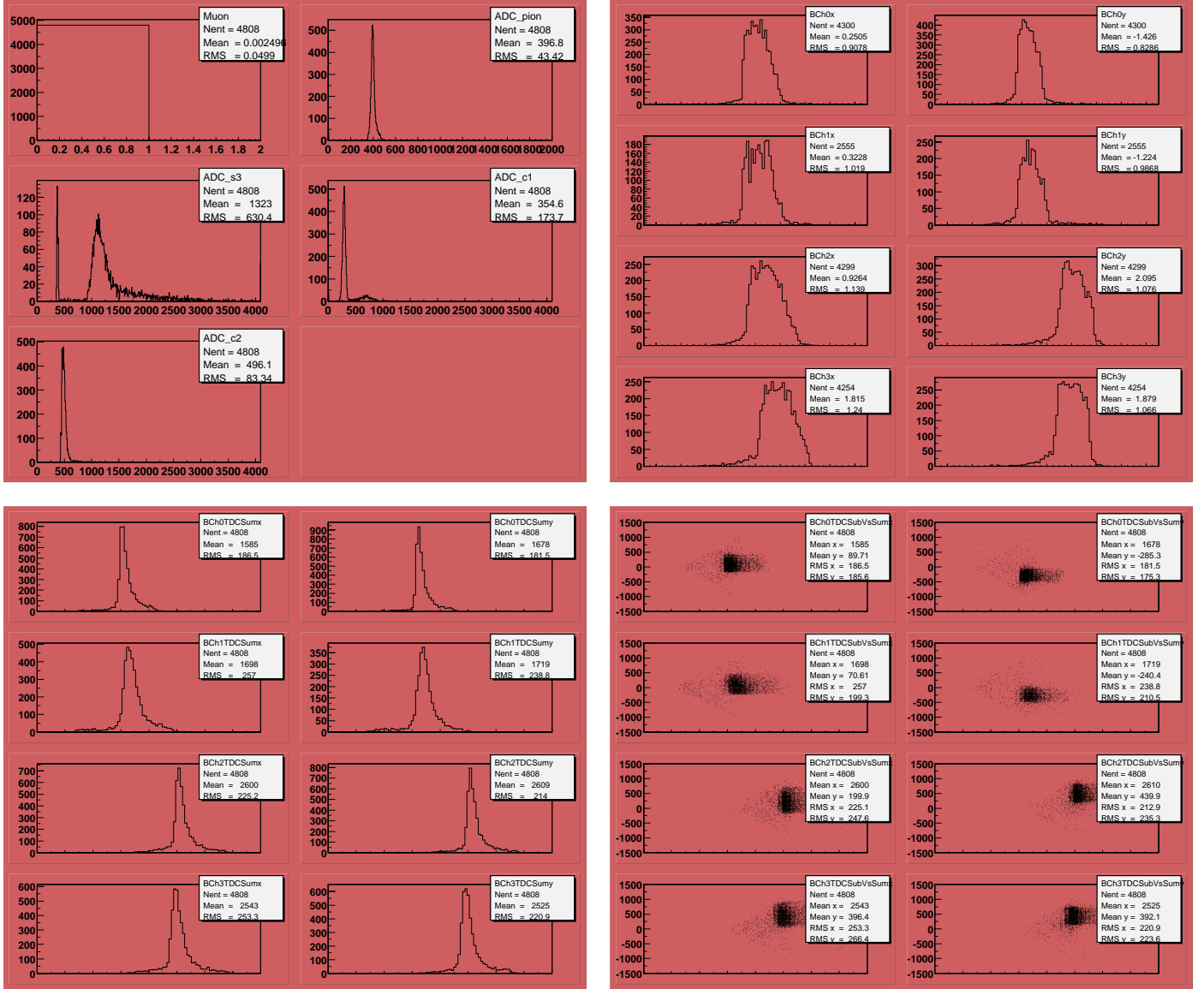


FIG. 4.7 – En haut: Page Beam Element à gauche et page Beam Profile à droite. En bas, Page TDC Infos 1 à gauche et page TDC Infos 2.

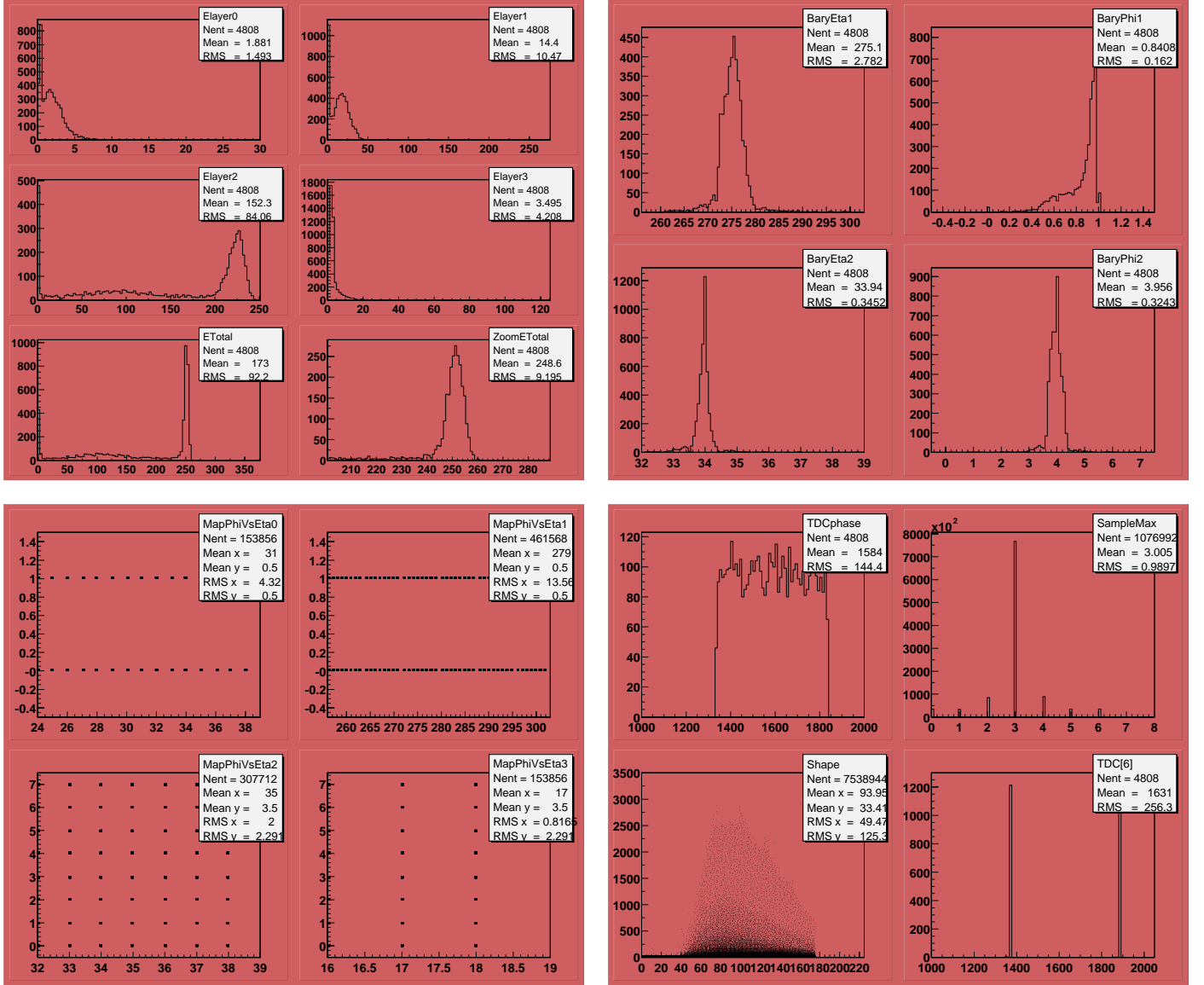


FIG. 4.8 – En haut: Page **Energy Calo** à gauche et page **Barycenter** à droite.
En bas, Page **Map** à gauche et page **Timing**.

- **MEAN** pour la *FEB* lue i (voir figure 4.9) :
 - Les histogrammes *DacVsAdcmean_FEBi* de la page **DAC vs mean ADC** donnent la corrélation entre les valeurs de DAC en entrée et les valeurs moyennes ADC de sortie des canaux.
 - Les histogrammes *RmsVsAdcmean_FEBi* de la page **RMS vs mean ADC** donnent la corrélation entre les valeurs de RMS et les valeurs moyennes ADC des canaux.
 - Les histogrammes *AdcmeanPerChan_FEBi* de la page **mean ADC vs FEB channel** donnent les valeurs moyennes ADC des canaux).
 - Les histogrammes *AdcmeanVsTime_FEBi* de la page **mean ADC vs time** montrent l'ADC moyen en fonction du temps.
- **EXIT** :
 - **Pause** permet de mettre en mode veille le moniteur.
 - **Exit** permet de sortir du programme.

A chaque type de run est associée une couleur :

- rouge brique \leftrightarrow run de physique.
- bleu \leftrightarrow run de rampes.
- bleu grisé \leftrightarrow run de délais.
- vert \leftrightarrow run de piédestaux.
- vert grisé \leftrightarrow pour tout type de run.

4.2.4 Fonctionnement

Le code du moniteur est contenu dans le répertoire *EMTB/packages/presenter*. Le package *Presenter* d'*EMTB* est composé comme suit :

- Une classe **PageAttr** dans le fichier *PageAttr.cxx* : les caractéristiques de la page affichée à l'écran y sont définies. Cette classe contient la liste des histogrammes à dessiner dans la fenêtre *ROOT*, appelée *canevas*, lorsqu'une page est sélectionnée.
- Une classe **Page** dans le fichier *Page.cxx* : l'apparence de la page affichée à l'écran y est définie.
- Une classe **Alarm** dans le fichier *Alarm.cxx* : les caractéristiques des alarmes y sont définies.
- Une classe **Presenter** dans le fichier *Presenter.cxx* : l'interface graphique de l'utilisateur y est définie.

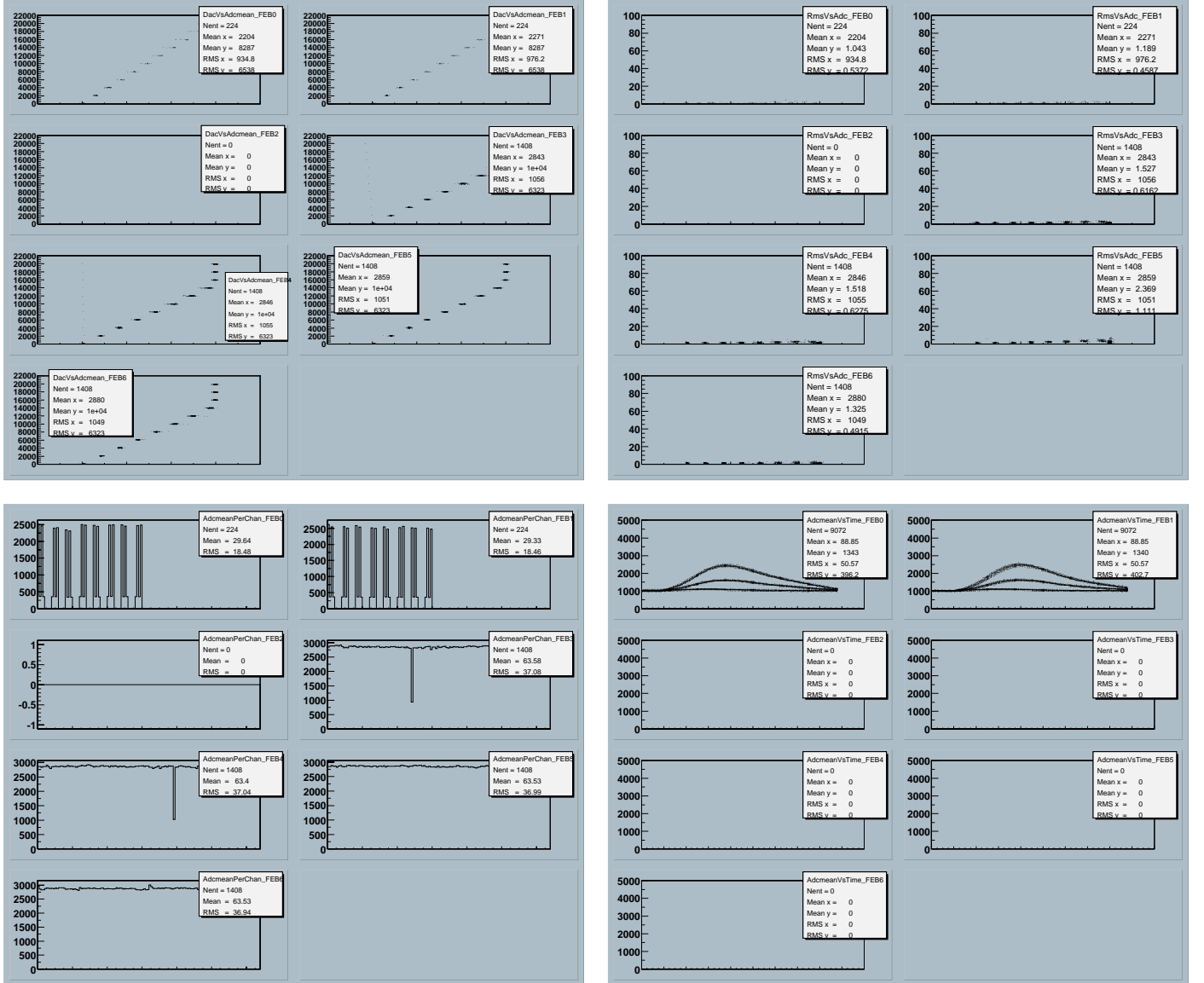


FIG. 4.9 – En haut: Page DAC vs ADC à gauche et page RMS vs ADC à droite. En bas, Page ADC vs FEB channel à gauche et page ADC vs Time.

L'activation du moniteur en ligne se fait par l'intermédiaire de cartes ou variables d'environnement [43] :

- **CARD_ROOT** permet l'utilisation des librairies *ROOT* indispensables au moniteur :
 - = 0 : librairies non-accessibles.
 - = 1 : librairies accessibles. (valeur par défaut)
- **CARD_PRESENTER** permet l'utilisation du moniteur en ligne :
 - = 0 : le moniteur n'est pas activé. (valeur par défaut)
 - = 1 : le moniteur est activé dans une tâche séparée d'*EMTB*. (valeur à privilégier pour l'utilisation)
 - = 2 : le moniteur est activé dans la même tâche qu'*EMTB*.
- **CARD_PRESENTER_BELL** permet l'utilisation d'un son lorsqu'une alarme apparaît ou à la fin d'un *run* :
 - = 0 : pas de son.
 - = 1 : le moniteur sonne. (valeur par défaut)
- **CARD_ROOT_FILE** permet d'écrire tous les histogrammes remplis par le moniteur dans un fichier *ROOT* :
 - = 0 : un fichier *ROOT* n'est pas créé. (valeur par défaut)
 - = 1 : un fichier *ROOT* est créé.

Selon les besoins, il est possible et facile d'ajouter des pages au moniteur en utilisant les méthodes des classes décrites précédemment. Lors de la création, l'utilisateur doit donner un nom à la page qui apparaîtra dans le menu et une couleur de fond spécifique à la page. Les histogrammes sont alors ajoutés à la page grâce à la méthode *AddHistogram* de la classe **PageAttr**.

Il est aussi possible d'ajouter des alarmes pour surveiller l'évolution de certains paramètres critiques grâce à la méthode *AddAlarm* de la classe **Alarm**. Si cette variable sort des limites imposées, une fenêtre apparaît avec un texte décrivant le problème rencontré. Il est alors demandé si l'alarme doit être désactivée ou si les limites doivent être modifiées. L'apparition de la fenêtre d'alarme est accompagnée d'un son si la carte **CARD_PRESENTER_BELL** est activée.

4.3 Reconstruction de l'énergie dans les analyses standard

Dans cette section est présentée la façon dont on reconstruit l'énergie d'un événement à partir de l'énergie collectée dans les cellules du calorimètre électro-

magnétique.

Corrections dues au développement en profondeur de la gerbe

La gerbe électromagnétique n'est pas toujours entièrement contenue dans le calorimètre électromagnétique. L'équation 4.1 nous donne une estimation de l'énergie totale déposée par une particule incidente. Des poids α_i sont associés aux énergies recueillies par chaque compartiment pour compenser les pertes occasionnées par le développement en profondeur de la gerbe. Pour les compartiments avant et milieu, $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$.

Pour des électrons d'énergie inférieure à 50 GeV, l'énergie déposée dans le compartiment arrière est négligeable par rapport au bruit et à la diaphonie : $\alpha_3 = 0$. Plus les électrons deviennent énergétiques, plus le poids du dernier compartiment prend de l'importance : $\alpha_3 \simeq 1$ pour $E > 50$ GeV.

De plus, la matière en amont du calorimètre tend à provoquer un développement anticipé de la gerbe. Le poids du pré-échantillonneur doit donc être optimisé en tenant compte de celui du compartiment arrière.

Corrections géométriques

Deux effets géométriques interviennent aussi dans la reconstruction de l'énergie :

- **L'effet d'amas** : La gerbe n'est pas complètement contenue dans l'amas de reconstruction. Les pertes occasionnées dépendent du point d'impact de la particule incidente. Cela est bien illustré par la figure 4.10 : La réponse en énergie dépend du barycentre en η . Pour corriger cet effet, un ajustement parabolique est effectué. Cet effet se fait surtout ressentir dans le compartiment milieu qui contient environ 80 % de l'énergie.
- **L'effet d'accordéon** : La structure en accordéon engendre une modulation de la réponse en fonction du barycentre en ϕ . Deux causes à cela :
 - La particule incidente ne traverse pas la même épaisseur de plomb selon ϕ .
 - Le champ électrique n'est pas uniforme au niveau des plis de l'accordéon.

Cette modulation est ajustée par la fonction suivante :

$$E(\phi) = a_0(1 + a_1\phi + a_2\phi^2 + a_3\sin(16\pi\phi + a_4) + a_5\sin(8\pi\phi + a_6)) \quad (4.2)$$

Cette fonction est composée d'une fonction parabolique associée à deux fonctions sinusoïdales. La parabole vient de l'effet d'amas décrit précédemment. La modulation en huit s'explique par la présence des huit pliures par

absorbeur du compartiment milieu, celle en seize vient du fait que la correction n'est pas complètement une sinusoïde et a donc besoin d'être affinée par l'harmonique d'ordre supérieure.

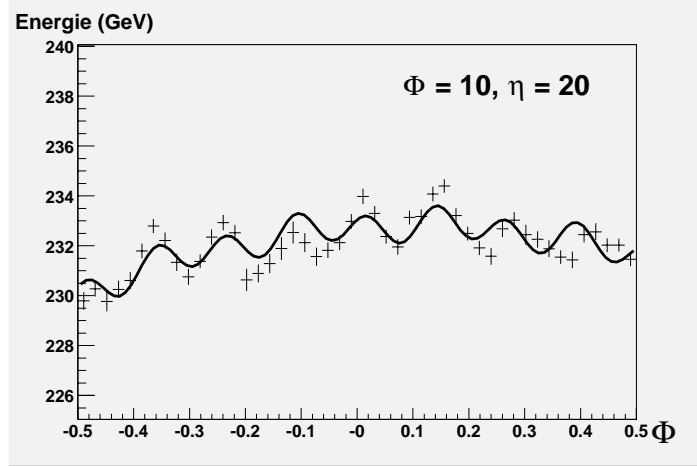
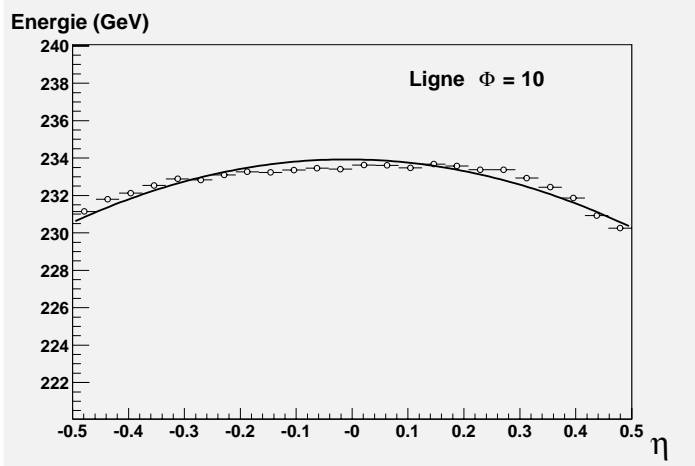


FIG. 4.10 – *Energie en fonction de η .* FIG. 4.11 – *Energie en fonction de ϕ .*

4.4 Conclusion

Afin de qualifier la production des modules du calorimètre électromagnétique, certains d'entre eux ont été testés en faisceau au CERN. Le bon déroulement de ces tests était plus que nécessaire car le faisceau n'était pas disponible à souhait. Afin de s'assurer du bon déroulement de la prise de données et de minimiser au mieux certaines pertes de temps, j'ai développé un outil de monitoring en ligne des données en utilisant les structures existantes d'analyse des données des tests en faisceau (*EMTB*, *ROOT*). Le *Presenter* a largement répondu aux attentes des utilisateurs et grandement contribué au *débugage* du dispositif des tests en faisceau. Il a logiquement donné lieu à une contribution écrite au manuel *EMTB*. En devenant un package *EMTB*, il s'offre à tout utilisateur comme un outil efficace d'analyse *offline* rapide.

Chapitre 5

Production et étude des coefficients de filtrage optimal

Ce chapitre porte sur les coefficients de filtrage optimal utilisés pour reconstruire l'énergie recueillie par une cellule du calorimètre électromagnétique. La méthode de production par filtrage optimal est d'abord succinctement présentée et l'implémentation du code de production dans la structure d'*EMTB* est ensuite décrite. Une étude du principal paramètre de cette méthode est ensuite abordée. Les résultats d'études sur l'impact de la méthode de filtrage optimal sur la reconstruction de l'énergie suivent (effets de la sélection des coefficients, reconstruction en mode synchrone).

5.1 Méthode de production des coefficients

5.1.1 Théorie du filtrage optimal

Le filtrage optimal permet d'écrire l'amplitude A du signal comme une combinaison linéaire des N échantillons, tout en minimisant les effets du bruit (voir les références [47] et [48]).

On définit les coefficients a_i et l'estimateur u de l'amplitude A par :

$$u = \sum_{i=1}^N a_i S_i \quad (5.1)$$

où S_i sont les valeurs des échantillons.

Si on considère la forme du signal $g(t)$ connue, les échantillons S_i s'expriment sous la forme :

$$S_i = Ag(t_i) + n(t_i) = Ag_i + n_i \quad (5.2)$$

où n_i est la valeur du bruit au temps t_i .

L'amplitude est alors donnée par la valeur moyenne de l'estimateur :

$$A = \langle u \rangle = \sum_i (Aa_i g_i + a_i \langle n_i \rangle) \quad (5.3)$$

On fait l'hypothèse que le bruit a une valeur moyenne nulle ($\langle n_i \rangle = 0$) et on obtient les contraintes suivantes :

$$\sum_i a_i g_i = 1 \quad (5.4)$$

Le bruit σ_u affectant l'amplitude du signal est défini par la variance de l'estimateur u :

$$\sigma_u^2 = \sum_{ij} a_i a_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} a_i a_j B_{ij} \quad (5.5)$$

où B_{ij} sont les éléments de la matrice de covariance du bruit ($B_{ij} = \langle n_i n_j \rangle$).

On minimise alors la variance σ_u^2 tout en satisfaisant les contraintes 5.4 et en utilisant les multiplicateurs de Lagrange. La fonction à minimiser est :

$$I_u(\lambda) = \sum_{ij} a_i a_j B_{ij} - \lambda \left(\sum_i a_i g_i - 1 \right) \quad (5.6)$$

De là, les coefficients a_i optimaux¹ sont calculés et s'écrivent sous forme vectorielle :

$$\vec{a} = \frac{\lambda}{2} B^{-1} \vec{g} = \frac{B^{-1} \vec{g}}{\vec{g}^t B^{-1} \vec{g}} \quad (5.7)$$

Les coefficients a_i sont alors complètement déterminés par la connaissance de la réponse $g(t)$ et de la matrice de covariance du bruit B .

Dans le cas d'ATLAS, les éléments de la matrice B pourront être directement mesurés en utilisant des déclenchements aléatoires hors faisceau (bruit électronique) ou en faisceau (bruit électronique + empilement).

1. Ces coefficients sont dits optimaux car ils minimisent la fonction.

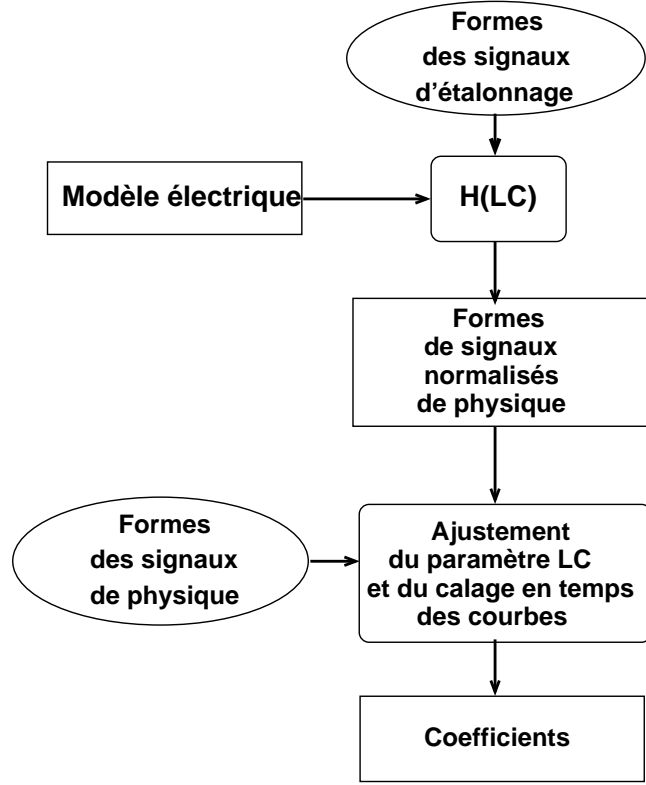


FIG. 5.1 – Schéma de production des coefficients de filtrage optimal. Les ellipses désignent les données des tests en faisceau, les rectangles arrondis représentent les calculs et les rectangles, les résultats.

5.1.2 Production des coefficients

La figure 5.1 schématise la méthode de production des coefficients de filtrage optimal. Cette méthode est basée sur un étalonnage absolu du calorimètre électromagnétique. Le calorimètre a été modélisé par le schéma de la figure 5.2 (pour les détails du modèle, se référer à la thèse de L. Neukermans [32]). Grâce à ce modèle, on prédit le signal de physique $g(t)$ à partir du signal d'étalonnage obtenu lors des tests en faisceau. En effet, le signal de physique $U_{physique}(t)$ est alors relié au signal d'étalonnage $U_{étalonnage}(t)$ par la relation :

$$U_{physique}(t) = G(t) U_{étalonnage}(t) \quad (5.8)$$

La fonction $G(t)$ dépend du point et du temps d'injection des courants d'étalonnage et de physique. Le fait que ces signaux ne sont pas injectés en un même point du circuit induit une dépendance par rapport au produit $L_d C_d$, comme le montre le schéma de la figure 5.2. Le calcul de $U_{physique}$ se fait numériquement

via une transformation rapide de Fourier [49].

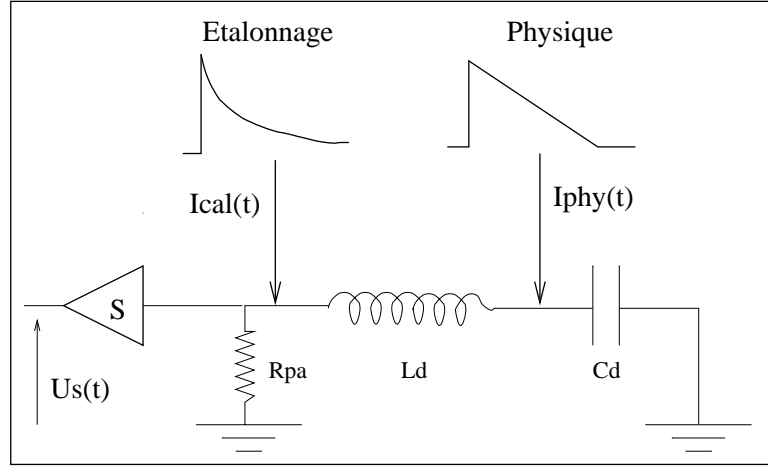


FIG. 5.2 – Schéma de principe du calorimètre. Les points d'injection des courants de physique et d'étalonnage sont représentés.

Le signal prédit est ajusté au signal de physique provenant des données des tests en faisceau. Les paramètres de cet ajustement sont le temps de départ du signal de physique $t_0^{physique}$, le temps de départ du signal d'étalonnage $t_0^{etalonnage}$ et le produit $L_d C_d$ décrit précédemment. Le paramètre $L_d C_d$ joue le rôle principal dans cet ajustement.

Les coefficients sont alors reconstruits à partir de la forme de physique prédite ajustée (pour obtenir plus de détails sur le calcul des coefficients, se référer aux notes [48] et [50]). Le temps d'arrivée des particules des tests en faisceau étant asynchrone par rapport à l'horloge 40 MHz de déclenchement, vingt-cinq jeux de coefficients correspondant à un pas de 1 ns sont produits; ce pas de 1 ns est justifié par le fait que les formes de physique sont prédites numériquement avec un pas de 1 ns qui est le pas du système de retard de la carte d'étalonnage. Pour reconstruire l'énergie, le jeu des coefficients est choisi par rapport à la phase t_{tdc} .

La forme de la réponse en gain haut est supposée identique à celle de la réponse en gain moyen avec un décalage de 2 ns, dû à l'électronique du module de mise en forme. On utilise donc les formes $g(t)$ du gain moyen pour le calcul des coefficients en gain haut.

5.1.3 Implémentation d'un code *EMTB* pour la production des coefficients

La production des coefficients utilise une lourde machinerie nécessitant de nombreuses étapes. En effet, il faut commencer par créer des bases de données comportant les formes d'étalonnage (trois étapes) et de physique (deux étapes) dans les deux gains. A partir de là, la procédure d'ajustement est exécutée prédisant ainsi les signaux de physique pour chaque compartiment et chaque ligne en ϕ . Ces signaux vont alors être réécrits dans des fichiers accessibles par *EMTB*. Finalement, ces fichiers vont être utilisés par un code *EMTB* pour produire les bases de données de coefficients. Profitant des développements récents effectués dans le code d'*EMTB* (version 1-9), notamment en ce qui concerne l'écriture des bases de données et l'implémentation de *ROOT*, le code de production des coefficients a été réécrit dans un format *EMTB*. Les formes de physique et d'étalonnage sont directement stockées dans des fichiers accessibles par *EMTB*, ce qui permet, en utilisant une structure classique de ce logiciel (voir le manuel [43]), de réunir toutes les étapes précédentes en une seule et ainsi de produire un jeu de coefficients en une heure environ, au lieu de plusieurs jours avec l'ancien code. Ce code est encore en phase de validation mais il deviendra sous peu un package *EMTB* qu'on pourra utiliser et activer au moyen de cartes.

5.2 Etude du paramètre LC de la procédure d'ajustement

Les données du module M10 ont été analysées avec deux jeux différents de coefficients. La différence entre ces deux jeux vient des valeurs d'entrée de $L_d C_d$ pour l'ajustement. Dans un cas, elles venaient d'une simulation du détecteur (à partir du schéma 5.2), dans l'autre des mesures effectuées sur le module M15. Cette analyse a montré (voir les présentations de O. Gaumer [51] [52]) que la non-uniformité de la réponse en énergie obtenue en utilisant les coefficients calculés avec $L_d C_d$ mesurés est plus petite que celle obtenue avec l'autre jeu de coefficients. En effet elle passe de 0,74 % à 0,62 %. Ce résultat paraît surprenant puisque $L_d C_d$ est un paramètre d'ajustement; a priori, les deux analyses auraient dû donner le même résultat. Pour comprendre cela, il est nécessaire d'étudier le comportement de ce paramètre lors de l'ajustement.

Une remarque préliminaire concerne le fait que $L_d C_d$ n'est pas donné comme tel pour l'ajustement mais ce sont L_d et C_d qui sont entrées individuellement. De façon à laisser $L_d C_d$ paramètre libre de la procédure d'ajustement, C_d est fixé et seul L_d est laissé libre.

L'analyse suivante a été effectuée en se référant aux mesures effectuées sur le module *P13*. Cependant, la figure 5.3 montre que les mesures de $L_d C_d$ sur les modules *M15* et *P13* sont en très bon accord, avec un écart relatif de $-0,5\%$. Le choix du module mesuré n'a donc pas d'incidence sur cette analyse.

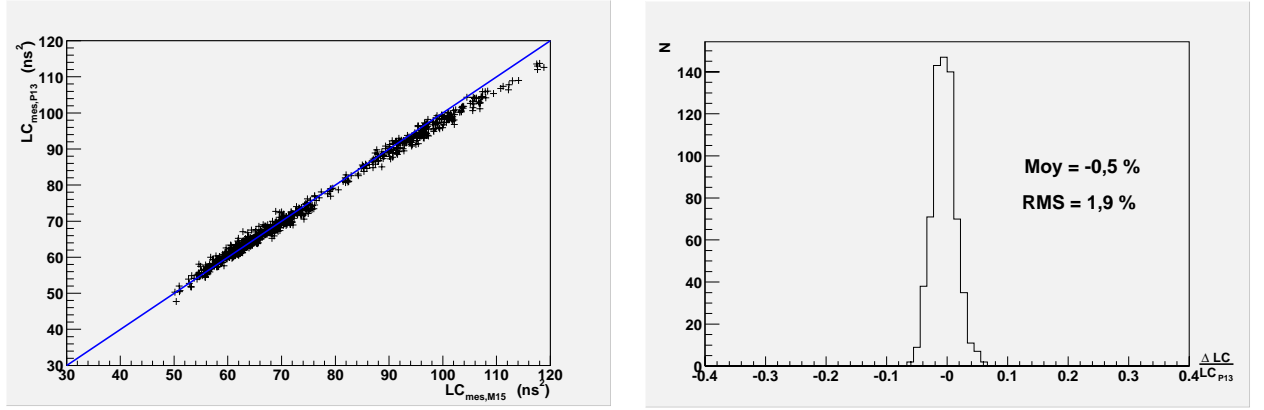


FIG. 5.3 – *Corrélation (à gauche) et variation (à droite) des valeurs $L_d C_d$ mesurées du module *P13* et du module *M15*.*

Les figures 5.4 et 5.5 comparent les valeurs de L et C obtenues par la simulation et par les mesures du compartiment milieu du module *P13*. Deux remarques s'imposent :

- Les inductances mesurées varient moins que celles simulées.
- Les capacités mesurées sont presque toujours supérieures aux capacités simulées pour les deux types d'électrodes (écart relatif de $-14,4\%$ pour les électrodes A et de $-9,8\%$ pour les électrodes B).

La figure 5.6 montre une assez bonne corrélation entre les produits LC simulés et mesurés. Le fait que les points soient alignés verticalement vient de ce que les valeurs d'entrée de L et C sont indépendantes de Φ dans la simulation.

Les figures 5.7 montrent les variations du paramètre LC suivant que l'on prenne les valeurs simulées ou mesurées en entrée de la procédure d'ajustement. Une différence apparaît clairement pour les électrodes de type A; l'écart relatif est de $(7,1 \pm 5,1)\%$ contre $(12,7 \pm 8,1)\%$ en prenant les valeurs simulées pour l'initialisation, pour le type A. Pour les électrodes de type B, les variations sont du même ordre de grandeur, avec néanmoins une distribution plus étroite pour les valeurs mesurées. Il faut néanmoins remarquer que les erreurs sont grandes.

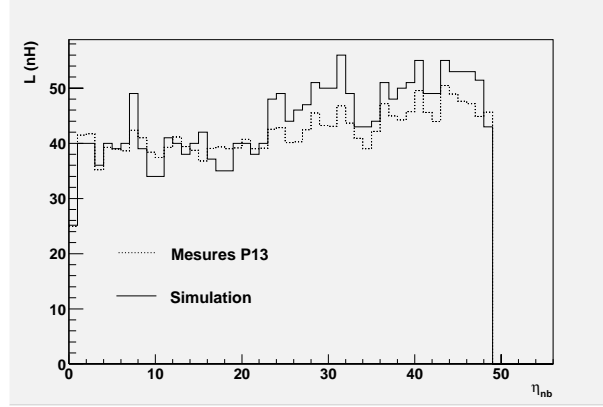


FIG. 5.4 – Inductances des cellules du compartiment milieu en fonction de η . Les valeurs de la simulation sont représentées en trait plein et les valeurs mesurées sur le module P13 sont représentées en trait pointillé.

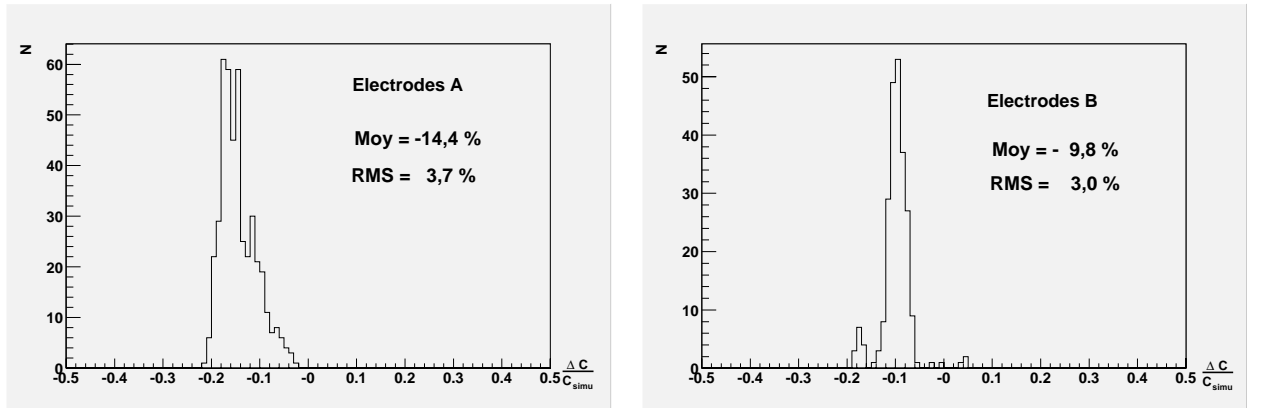


FIG. 5.5 – Comparaison des capacités mesurées sur le module P13 et les valeurs simulées pour le compartiment milieu. La figure de gauche représente la distribution de la quantité $\frac{C_{simulé} - C_{mesuré}}{C_{simulé}}$ pour les électrodes de type A et celle de droite pour les électrodes de type B. Pour les deux types d'électrodes, les valeurs simulées sont inférieures aux valeurs mesurées.

Les valeurs prédites à partir des mesures sont de 15,7 % plus grandes que celles prédites à partir de la simulation. Cet écart se retrouve sur les valeurs du χ^2 de l'ajustement. En effet, prendre les mesures pour l'initialisation engendre de meilleurs χ^2 ; l'écart relatif est de 20 % (voir les figures 5.8). Il reste à comprendre comment cela affecte l'uniformité.

Les figures 5.9 montrent que, si on laisse à la fois L et C libres dans la procédure d'ajustement, les valeurs prédites pour l'inductance restent en bon accord

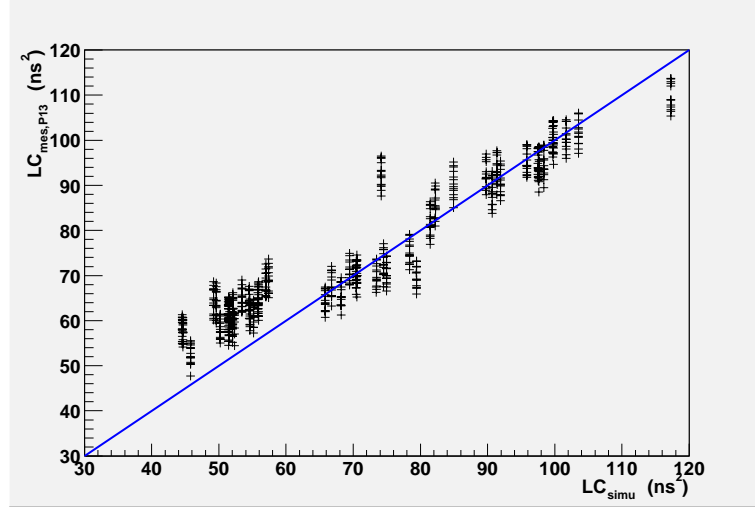


FIG. 5.6 – Corrélation entre les valeurs $L_d C_d$ mesurées du module P13 et les valeurs simulées.

avec les valeurs mesurées alors que les capacités prédites ne sont plus corrélées avec les mesures. Les deux populations du graphe $C_{mesurée}$ vs $C_{prédite}$ (figure 5.9) correspondent aux électrodes A et B.

Fixer la valeur LC initiale de l’ajustement et donner successivement à C une valeur mesurée puis simulée ($C_{mesurée} = 2,043$ nF et $C_{simulée} = 1,883$ nF) permet de mettre en évidence que LC n’agit pas comme le paramètre de l’ajustement. Celui-ci semble avoir une dépendance en C . Comme le montre la figure 5.9, la procédure d’ajustement utilise alors le paramètre C pour compenser un effet qui n’est pas inclus dans la modélisation électrique du calorimètre.

La procédure d’ajustement est de meilleure qualité en prenant les mesures pour l’initialiser; cela est expliqué par la figure 5.10 où est représenté le χ^2 dans le plan (L, C) . En effet, le χ^2 optimal est obtenu pour de plus grandes valeurs de C . Les valeurs mesurées de C étant supérieures aux valeurs simulées, les ajustements utilisant ces valeurs mesurées ont de meilleurs χ^2 .

Même si LC est le paramètre théorique de la procédure d’ajustement, nous avons vu qu’il n’en est pas de même dans le code. En effet, la procédure d’ajustement peut être améliorée en laissant les deux paramètres L et C libres. Cependant, laisser libre C mène à des valeurs prédites qui n’ont plus aucune corrélation avec les valeurs mesurées. C perd alors son sens physique.

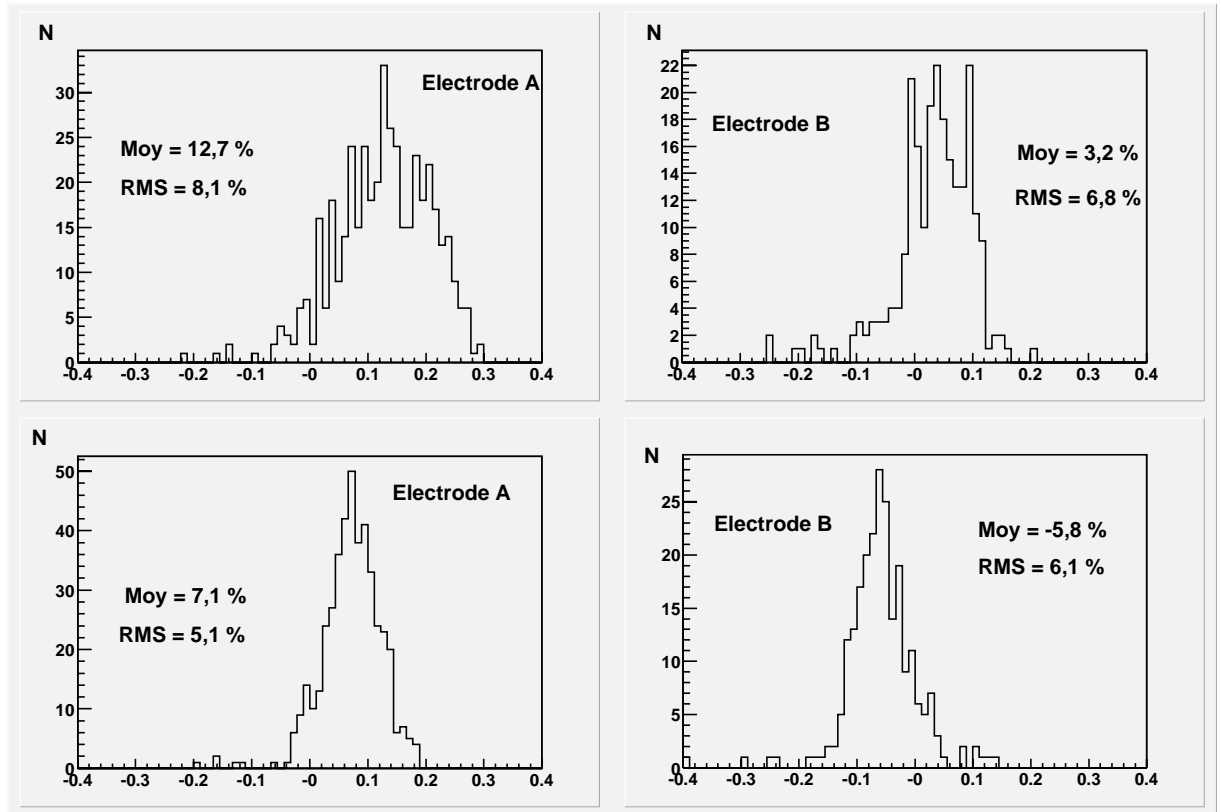


FIG. 5.7 – En haut : Distribution de la quantité $\frac{LC_{prédit} - LC_{simulé}}{LC_{prédit}}$. En bas : Distribution de la quantité $\frac{LC_{prédit} - LC_{mesuré}}{LC_{prédit}}$.

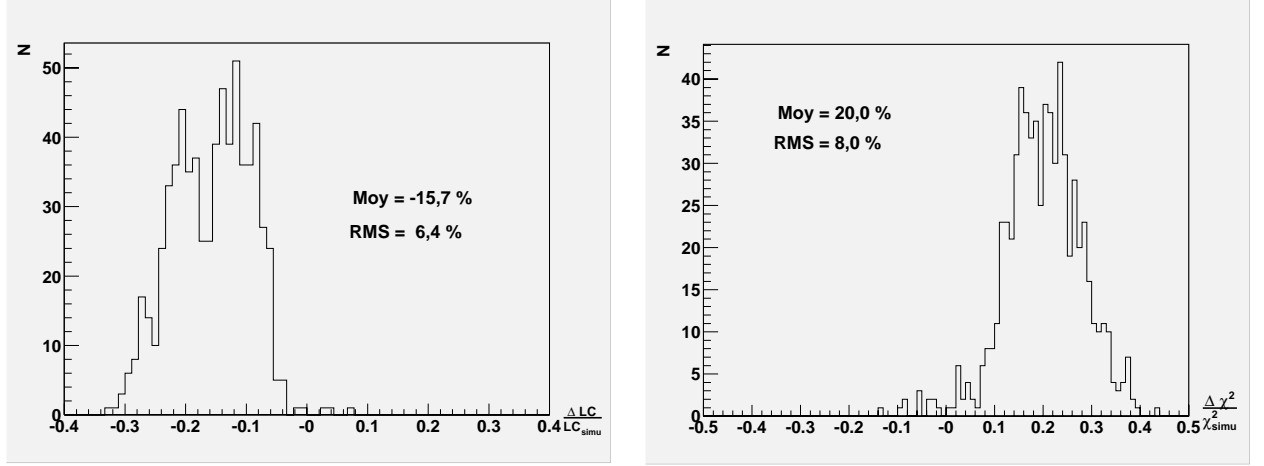


FIG. 5.8 – A gauche : Distribution de la quantité $\frac{LC_{prédit,simulé} - LC_{prédit,mesuré}}{LC_{prédit,simulé}}$. A droite : Distribution de la quantité $\frac{\chi^2_{simulé} - \chi^2_{mesuré}}{\chi^2_{simulé}}$.

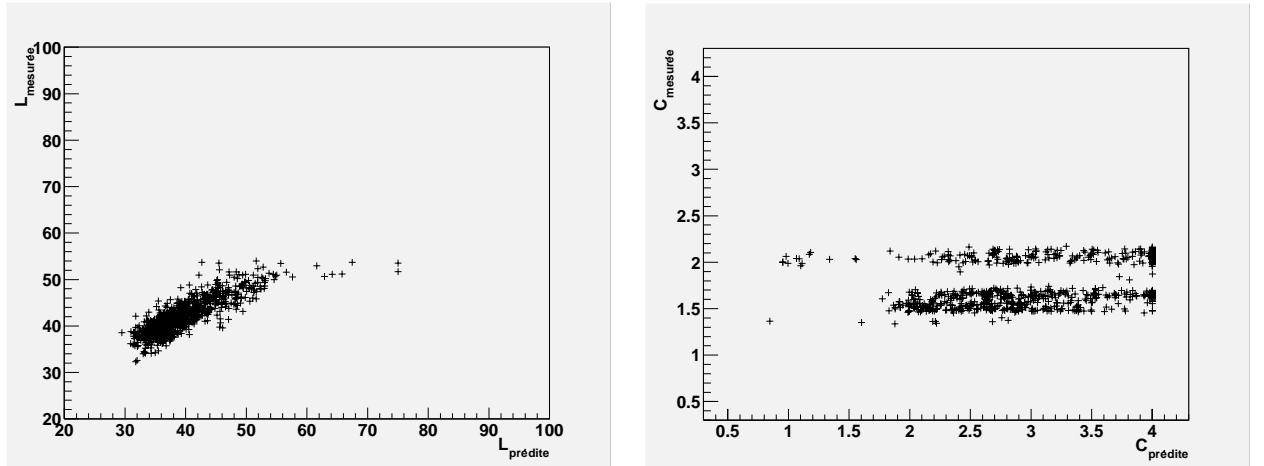


FIG. 5.9 – Corrélations entre les valeurs mesurées et les valeurs prédites par l'ajustement en laissant les paramètres L_d et C_d libres.

Une première interprétation possible de ce résultat est que l'ajustement compense ainsi un effet non pris en compte dans la modélisation du détecteur, par exemple la résistance des pistes électriques reliant la cellule sur l'électrode et le point d'injection du signal d'étalonnage sur la carte mère. La solution est alors d'ajouter une résistance en série avec l'inductance du détecteur (voir le schéma du modèle électrique 5.2).

Une autre interprétation possible est de considérer que cette dérive de la valeur prédite de C est un artefact de l'utilisation des transformées rapides de Fourier.

Pour pallier cela, la prédiction de la forme de physique $U_{physique}$ peut être effectuée par une méthode analytique dans l'espace de Laplace.

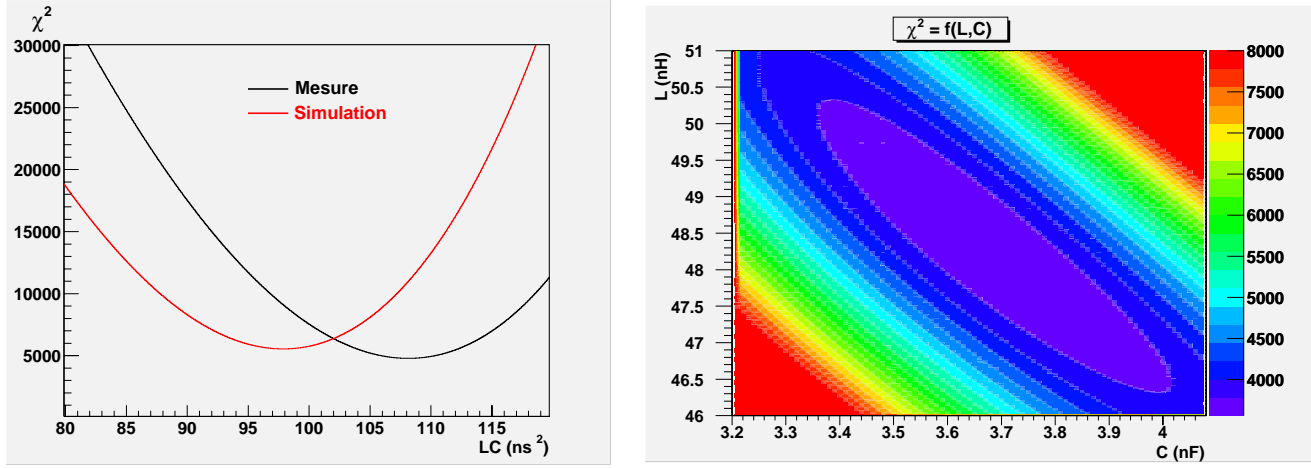


FIG. 5.10 – A gauche, le χ^2 est représenté en fonction des valeurs prédites de $L_d C_d$ pour la cellule $\eta = 40$ et $\Phi = 12$. Les valeurs d'entrée de l'ajustement sont C mesurée en trait noir et C simulée en trait rouge, L étant donnée de façon à ce que le produit LC soit le même. A droite, le χ^2 est représenté dans le plan (L, C) pour la même cellule.

5.3 Corrélation entre les résidus et la non-uniformité de l'énergie

Les résidus de l'ajustement représentent l'écart entre la courbe de physique et la courbe prédite. Il peut donc exister une corrélation entre le résidu au pic et la non-uniformité de l'énergie.

Dans le code de production des coefficients, le résidu est calculé comme suit :

$$res(t) = \frac{y_{données}(t) - y_{prédit}(t)}{y_{max, données}} \quad (5.9)$$

où $y_{données}(t)$ est la courbe de physique venant des données des tests en faisceau, $y_{prédit}(t)$ la courbe prédite et $y_{max, données}$ la valeur maximale de la courbe de physique des données.

Pour s'affranchir des fluctuations présentes au pic, la valeur des résidus au pic est prise comme étant la moyenne sur ± 2 ns autour de la valeur maximale. Pour représenter la non-uniformité, on utilise la quantité suivante :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_{\eta,\Phi} - E_{\Phi}^{moyenne}}{E_{\Phi}^{moyenne}} \quad (5.10)$$

où $E_{\eta,\Phi}$ est l'énergie totale reconstruite de la cellule (η, Φ) et $E_{\Phi}^{moyenne}$ est l'énergie moyenne de la ligne Φ .

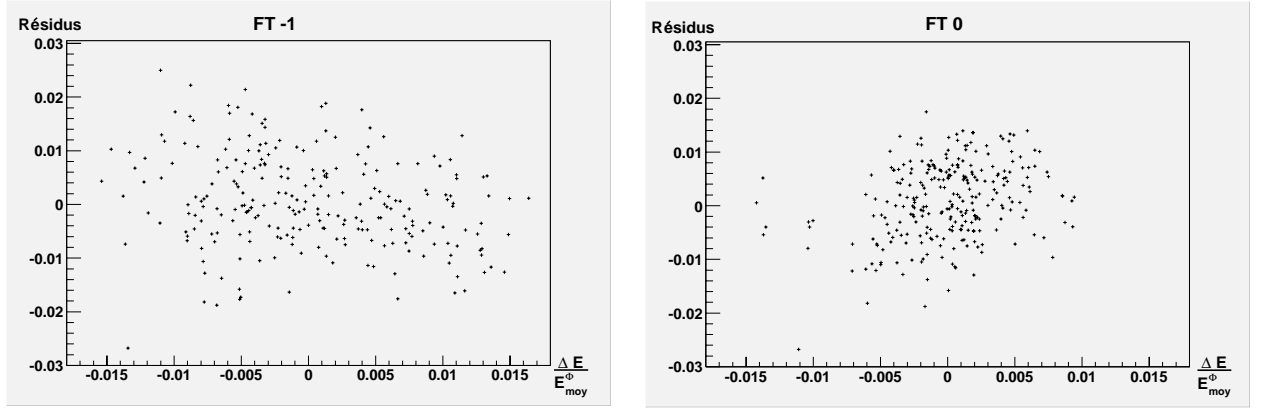


FIG. 5.11 – Ces graphes représentent les résidus de l'ajustement en fonction de l'uniformité définie par la quantité $\frac{E_{\eta,\phi} - E_{moy}^{\Phi}}{E_{moy}^{\Phi}}$.

Les figures 5.11 ne montrent, pour aucune des traversées, de corrélation explicite entre les résidus au pic et la non-uniformité de l'énergie.

5.4 Effets des coefficients de filtrage optimal sur la reconstruction de l'énergie

Pour chaque événement, les RODs devront charger $25 \times 3 \times 7 = 525$ mots de 16 bits par cellule², afin de reconstruire l'énergie déposée. Le DSP³ des RODs ayant une puissance de calcul limitée, il peut être nécessaire de réduire le nombre de mots à charger. De plus, si la forme d'étalonnage de la cellule est mauvaise, la méthode de production des coefficients ne permet pas de produire de coefficients pour cette cellule. Il faut alors déterminer un algorithme de remplacement des coefficients manquants pour ne pas perdre l'information de la cellule. Les coefficients dépendent a priori du gain, de η , de Φ , du temps t_{tdc} et du compartiment de la cellule considérée. Il est intéressant de quantifier l'effet induit par une reconstruction de l'énergie utilisant les coefficients en gain haut pour toutes les cellules,

2. Les 525 mots de 16 bits correspondent en fait à 25 (jeux de coefficients) \times 3 (gains) \times 5 (échantillons) coefficients codés sur 16 bits plus 25 \times 3 \times 1 piédestaux codés sur 32 bits.

3. Digital Signal Processor.

quel que soit le gain qui leur est assigné, ou encore utilisant les coefficients d'une seule ligne en ϕ pour toutes les lignes correspondant à la même traversée étanche (notée FT).

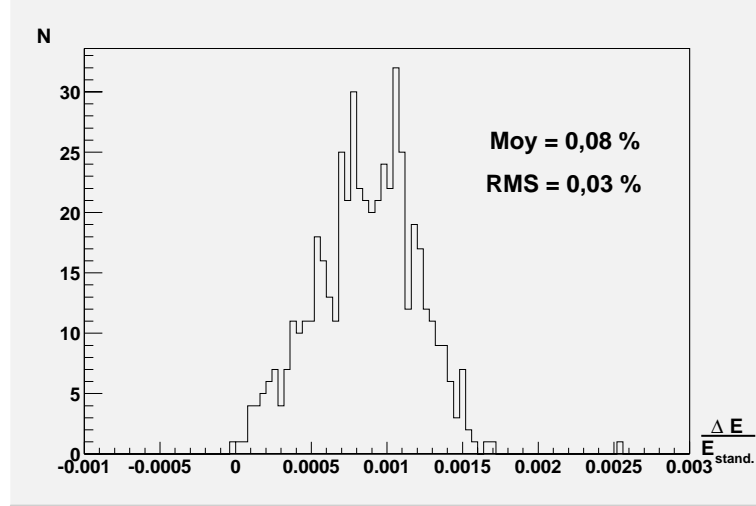


FIG. 5.12 – Variation d'énergie $\frac{E_{standard}-E_{gainhaut}}{E_{standard}}$ induite par l'utilisation des coefficients OF en gain haut.

5.4.1 Effet du gain du module de mise en forme

La cellule centrale de l'amas de reconstruction dans le compartiment milieu est en gain moyen pour un électron de 250 GeV, car elle collecte plus de 80 % de l'énergie du compartiment milieu. Les autres cellules sont en gain haut. Pour chaque cellule, il existe un jeu de coefficients par gain. Afin de mesurer l'impact du gain sur la reconstruction de l'énergie, cette dernière est effectuée en forçant les coefficients en gain haut quelle que soit la cellule considérée. Seule la cellule centrale est donc affectée. La forme des coefficients pour l'énergie est la suivante (voir la section 5.1.1) :

$$\vec{a} = \frac{B^{-1} \vec{g}}{\vec{g}^t B^{-1} \vec{g}} \quad (5.11)$$

où B est la matrice de covariance du bruit et \vec{g} est la forme de physique normalisée.

Comme cela a été dit précédemment, les formes de physique g sont les mêmes dans les deux gains avec un décalage de 2 ns. Par contre la matrice B est diffé-

rente pour chaque gain.

La figure 5.12 montre la variation d'énergie⁴ induite par rapport à une reconstruction standard de l'énergie. L'écart relatif est inférieur à 0,1 %, ce qui représente un effet négligeable.

Cependant, le décalage de 2 ns n'a pas été pris en compte dans la reconstruction avec les coefficients en gain haut. Si on néglige le bruit, l'énergie en gain moyen s'écrit en fait :

$$\begin{aligned} E_{moyen} &= \vec{a}(t - \delta t) \vec{g} = \vec{a}(t) \vec{g} - \vec{\delta a} \vec{g} \\ &= E_{haut} (1 + \vec{\delta a} \vec{g}) \end{aligned} \quad (5.12)$$

or le terme $\vec{\delta a} \vec{g}$ peut se réécrire :

$$\vec{\delta a} \vec{g} = -\vec{a} \vec{g}' \delta t \quad (5.13)$$

Tenir compte de ce décalage apporte donc une correction sur l'énergie reconstruite en gain moyen :

$$E_{moyen} = E_{haut} (1 + \epsilon) \quad (5.14)$$

avec $\epsilon = -\vec{a}(t) \vec{g}'(t) \delta t$.

Cependant, $\vec{a}(t) \vec{g}'(t) = 0$ (se référer à [47]). La correction apportée est donc nulle.

5.4.2 Effet de l'angle azimutal

Un module est divisé suivant Φ en deux régions correspondant aux deux traversées étanches (FT-1 et FT0). Huit lignes sont donc regroupées par traversée (de 0 à 7 pour FT-1 et de 8 à 15 pour FT0). L'énergie est reconstruite en utilisant les coefficients de la ligne $\Phi = 6$ pour les lignes de FT-1 et de la ligne $\Phi = 9$ pour FT0.

Les figures 5.13 représentent les variations induites sur la mesure de l'énergie. Les figures du haut incluent pour chaque traversée toutes les lignes (à gauche FT-1 et à droite FT0) alors que celles du bas n'incluent pas les lignes $\Phi = 5, 6$ et 7 pour FT-1 et $\Phi = 8, 9$ et 10 pour FT0. Ces dernières figures nous permettent ainsi de voir l'effet non biaisé par les lignes utilisant de façon standard les coefficients des lignes $\Phi = 6$ et $\Phi = 9$. L'effet observé est logiquement plus important

4. L'énergie est reconstruite ne prenant que les événements se situant au centre de la cellule.

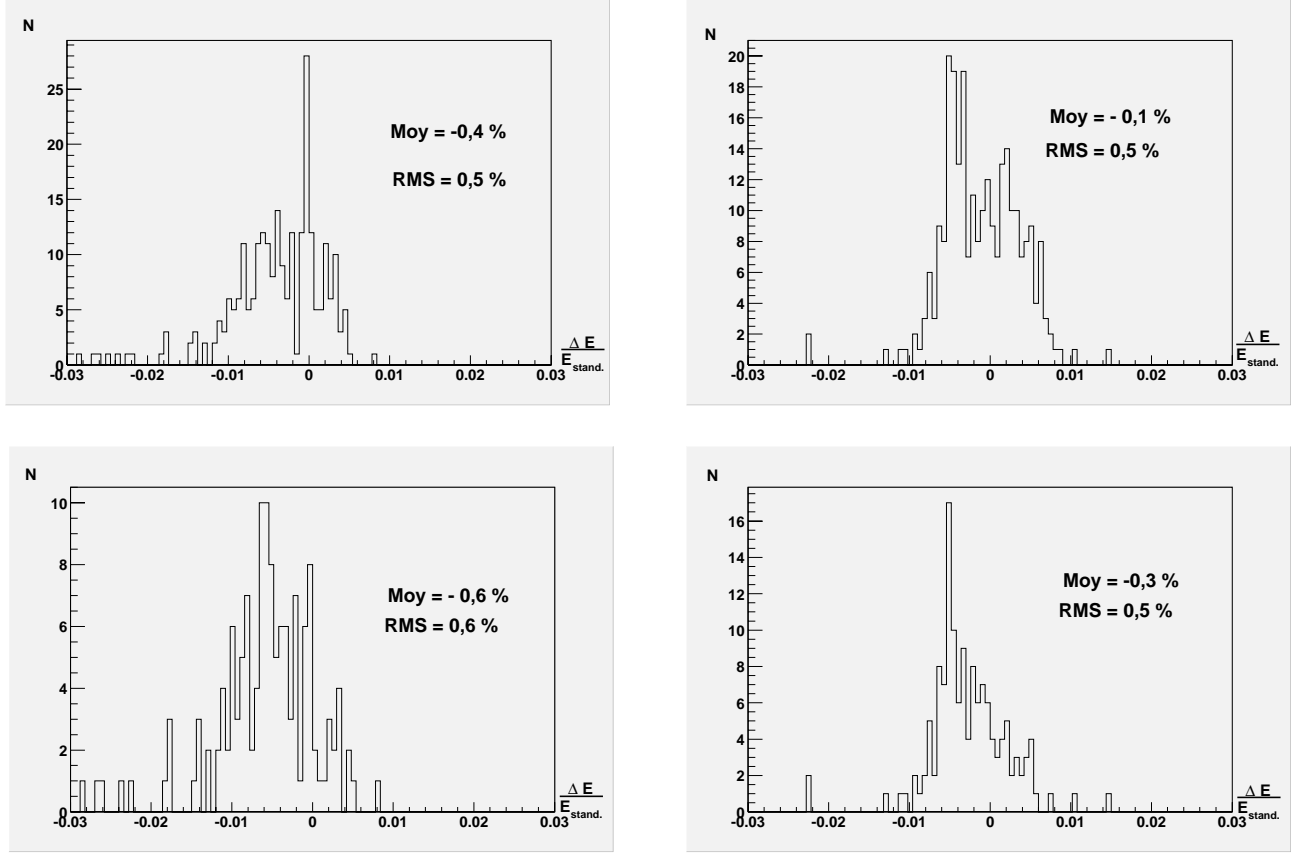


FIG. 5.13 – En haut : Variation d'énergie $\frac{E_{\text{standard}} - E_{\Phi}}{E_{\text{standard}}}$ induite par l'utilisation des coefficients OF de la ligne $\Phi = 6$ (à gauche) pour FT-1 et de la ligne $\Phi = 9$ (à droite) pour FT0. En bas : Les contributions des lignes $\Phi = 5, 6$ et 7 ont été enlevées à gauche et les contributions des lignes $\Phi = 8, 9$ et 10 ont été enlevées à droite.

que celui observé avec les coefficients en gain haut du fait de la non-uniformité de l'énergie suivant Φ . Sans être totalement négligeable, il reste néanmoins suffisamment petit pour être utilisable.

A partir de ce résultat, un algorithme de remplacement des coefficients a été mis en place dans le code *EMTB* pour les cellules n'ayant pas eu de coefficients produits. Si une cellule n'a pas de coefficients, alors lui sont attribués ceux, non-nuls, de la cellule voisine en Φ la plus proche. Par exemple, si nous considérons la cellule ($\eta = 21, \Phi = 4$), les coefficients qui lui sont attribués sont en premier lieu ceux de la cellule ($\eta = 21, \Phi = 5$). Si ces derniers s'avèrent être nuls, alors ce sont les coefficients de la cellule ($\eta = 21, \Phi = 3$) qui sont envisagés. De même, le recours suivant est de prendre les coefficients de la cellule ($\eta = 21, \Phi = 6$) et ainsi

de suite, jusqu'à ce que des coefficients non-nuls soient trouvés.

5.4.3 Effet du calage en temps

Le calage en temps est la troisième dépendance des coefficients que nous allons étudier. L'influence de ce calage sur la reconstruction de l'énergie peut être vue sous différents aspects. Nous allons décrire un à un ces aspects :

Premier aspect

Comme précédemment, on peut utiliser un même jeu de coefficients calés en temps quelque soit l'événement et observer l'effet sur l'uniformité. Cela consiste à choisir un jeu de coefficients à un temps donné comme référence (soit cinq coefficients correspondant aux cinq échantillons). Prenons par exemple $t_{TDC} = 20$ ns. Tous les événements vont donc être associés au jeu correspondant à $t_{TDC} = 20$ ns, et ce, quelque soit le temps de ces événements.

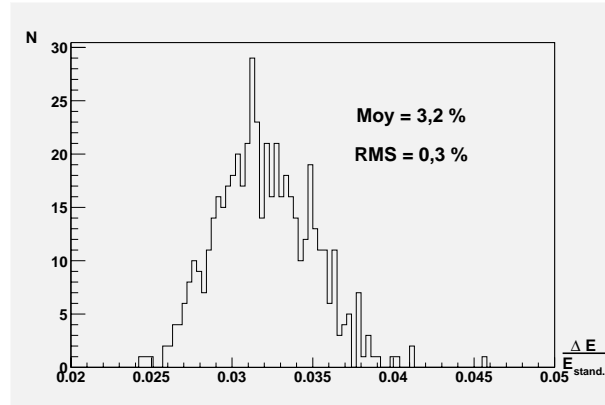


FIG. 5.14 – Variation d'énergie induite par l'utilisation des coefficients OF à $t_{TDC} = 20$ ns.

Le résultat illustré par la figure 5.14 montre un écart relatif de $(3,2 \pm 0,3) \%$, ce qui est loin d'être négligeable.

Deuxième aspect

La prise de données lors des tests en faisceau s'est effectuée en mode asynchrone alors qu'au LHC elle s'effectuera en mode synchrone (le pic du signal mis en forme correspondra à un échantillon à ± 1 ns). Il est alors naturel de s'intéresser à l'influence de la synchronisation sur la reconstruction de l'énergie. Deux méthodes sont à comparer : la méthode de la parabole et la méthode du filtrage optimal.

Pour cela, nous allons dans un premier temps regarder la variation d'uniformité entre les reconstructions asynchrone et synchrone pour les deux méthodes.

L'énergie est reconstruite de façon standard par chaque méthode mais les seuls événements sélectionnés sont ceux dont le temps correspond au temps 0 ± 1 ns. La variation d'énergie induite par le mode synchrone est inférieure à 0,1 % pour le filtrage optimal et est de 0,4 % pour la parabole (voir les figures 5.15). Le filtrage optimal est moins sensible à la synchronisation des événements.

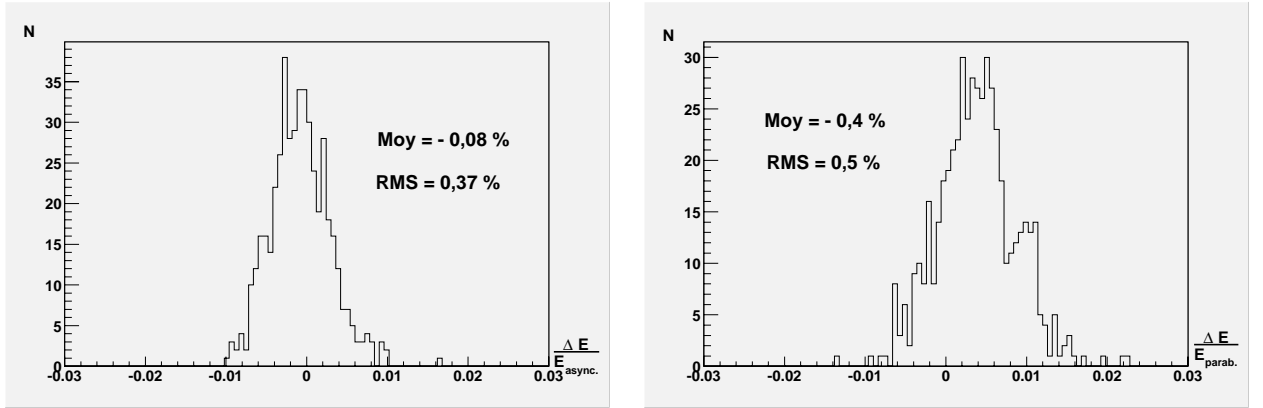


FIG. 5.15 – Variation d'énergie entre le mode asynchrone et synchrone pour la méthode du filtrage optimal (à gauche) et de la parabole (à droite).

Dans un second temps, comparons, en mode synchrone, l'uniformité donnée par le filtrage optimal d'une part et par la parabole d'autre part. Comme l'illustrent les figures 5.16, le fait d'être en mode synchrone ne modifie pas l'écart des énergies reconstruites par la méthode du filtrage optimal et par la méthode de la parabole. Il reste du même ordre de grandeur que celui observé en mode asynchrone qui est d'environ 4 %.

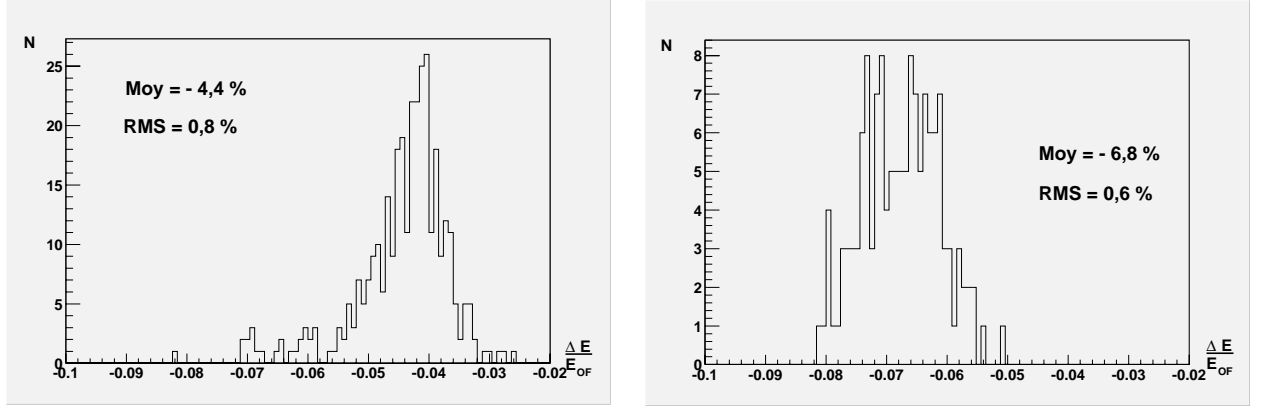


FIG. 5.16 – Comparaison en mode synchrone de la méthode du filtrage optimal et de la parabole pour les électrodes A (à gauche) et B (à droite).

5.5 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les principes de la méthode du filtrage optimal, méthode officielle de reconstruction de l'énergie du calorimètre électromagnétique. La production des coefficients de filtrage optimal repose sur l'étalonnage absolu du calorimètre. Les formes prédites de physique, nécessaires au calcul des coefficients, sont tirées de la modélisation électrique du calorimètre. Ces formes sont ajustées aux données en laissant libre le paramètre $L_d C_d$.

Cependant, il a été montré que l'initialisation des valeurs $L_d C_d$ influe sur les formes ajustées et cette influence se répercute sur la reconstruction de l'énergie. Plus particulièrement, si la capacité C_d est laissée libre dans la procédure d'ajustement, celle-ci tend à compenser un effet qui n'est pas pris en compte par la modélisation. Cet effet peut provenir, par exemple, de la résistance de la piste électrique entre la cellule sur l'électrode et le point d'injection du signal d'étalonnage sur la carte mère.

Nous nous sommes aussi intéressés à l'influence des dépendances des coefficients sur la reconstruction de l'énergie. La dépendance par rapport au gain n'engendre qu'un effet négligeable; celle par rapport à Φ , quoiqu'ayant un effet plus marqué, a permis d'établir un algorithme de remplacement des coefficients pour une cellule n'en ayant pas. Comme on pouvait s'y attendre, le plus grand effet vient de la dépendance en temps.

Enfin, il a été vérifié que les résidus provenant de l'ajustement et la non-uniformité de l'énergie reconstruite ne sont pas explicitement corrélés.

Chapitre 6

Etude du canal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ via la fusion bosonique faible

Dans ce chapitre est présentée une étude sur la recherche du Higgs de 300 GeV/c² dans le canal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$. Le mode de production du Higgs sélectionné est la fusion de bosons vecteurs. Après avoir rappelé le résultat du TDR [6], le signal et les bruits de fond sont décrits. Les critères de sélection sont ensuite détaillés. Le potentiel de découverte et les perspectives sont discutés en fin de chapitre.

6.1 Motivations

Au LHC, $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ est le canal en or. Il couvre les masses du Higgs allant de $2m_Z$ à environ 650 GeV/c² dans le cadre du modèle standard et bénéficie d'une signature très facilement observable grâce à une calorimétrie électromagnétique de qualité et une détection efficace des muons. Cependant, d'autres canaux doivent être étudiés afin de confirmer cette découverte et d'apporter de nouvelles informations sur le boson de Higgs. Le Higgs produit par la fusion bosonique faible suivie de la désintégration $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ permettrait de compléter le canal en quatre leptons pour la découverte d'un Higgs de 300 GeV/c². La fusion de bosons vecteurs possède la plus grande section efficace, juste après la fusion de gluons. Les événements $qq \rightarrow qqVV$ sont caractérisés par deux quarks émis à petit angle qui s'ajoutent aux produits de désintégration de l'état final. L'étiquetage de ces jets joue un rôle clé pour la réduction des bruits de fond. Des études précédentes (voir la thèse de P. Savard [53]) ont montré qu'un signal de Higgs de masse supérieure à 600 GeV/c² serait clairement observable avec les canaux $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$. Pour un Higgs de 300 GeV/c², le signal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ est plus difficilement exploitable, comme nous le verrons dans la prochaine section.

En plus de compléter le signal observé avec $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, le canal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ permet de mesurer le couplage du Higgs aux bosons de jauge W . Ce canal est très sensible à ce couplage puisque celui-ci intervient lors de la production du Higgs et de sa désintégration. Il est donc très intéressant de mesurer la largeur partielle de désintégration.

6.2 Etude antérieure

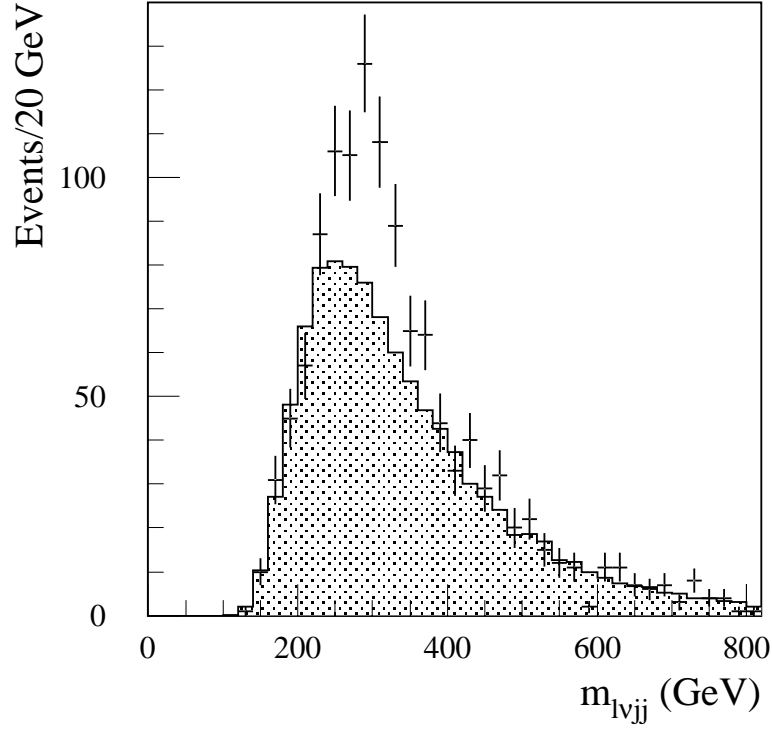


FIG. 6.1 – Distributions $m_{l\nu jj}$ du bruit de fond (ombré) et de la somme du signal et du bruit de fond (avec les barres d'erreurs) pour le canal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ avec $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$. Ces distributions sont obtenues pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , soit trois ans de données à basse luminosité (voir la référence [6]).

Comme cela a été dit précédemment, le signal $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ est difficilement exploitable. En effet, l'étude rapportée dans le TDR est illustrée par la figure 6.1. Cette figure représente les distributions $m_{l\nu jj}$ du bruit de fond et de la somme du signal et bruit de fond pour une masse $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$ et une

luminosité intégrée de 30 fb^{-1} . La superposition des deux pics de distributions rend très délicate l'observation d'un signal. Le fait qu'on ne puisse différencier les deux pics implique de considérer l'étude de ce canal comme une expérience de comptage. C'est pour cette raison que la signification statistique et le rapport signal sur bruit sont calculés en considérant tous les événements qui ont passé les coupures de sélection. Les valeurs obtenues sont :

$$\begin{aligned}\frac{S}{\sqrt{B}} &= 6.2 \\ \frac{S}{B} &= 0.192\end{aligned}\tag{6.1}$$

Au fait que les distributions piquent au même endroit s'ajoute le fait que les bruits de fond sont difficiles à évaluer, surtout le fond $W + jets$. L'extraction d'un excès d'événements se révèle alors un exercice périlleux. Ainsi, les formes très similaires du signal et du fond font que ce canal ne peut servir qu'à confirmer partiellement la découverte dans un autre canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ pour un Higgs de $300 \text{ GeV}/c^2$.

6.3 Signal et bruits de fond

Le signal et les différents bruits de fond vont maintenant être décrits, ainsi que la signature recherchée d'un événement signal et les outils de simulation et de reconstruction des événements.

6.3.1 Le signal et les bruits de fond

Le diagramme de Feynman à l'ordre le plus bas du canal $qqH \rightarrow qql\nu jj$ est représenté par la figure 6.2. L'état final de ce canal comporte un nombre conséquent de particules (six), offrant ainsi un nombre important de critères de sélection possibles. Avec la présence de quatre jets et d'un lepton, la calorimétrie va jouer un rôle important dans la recherche de ce signal. Pour un Higgs de masse $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$, ce canal a une signification statistique quatre fois inférieure à celui du canal doré en quatre leptons (voir la figure 1.7) mais suffisamment grande ($\frac{S}{\sqrt{B}} > 5$) pour contribuer à la découverte.

Il y a trois bruits de fond dominants pour ce canal. Il s'agit de :

- La production d'un boson W associée à n jets (noté Wjj) (voir la figure 6.3), avec le W qui se désintègre en $l\nu$ et où deux jets donnent la masse d'un boson W .
- La production de paires de quarks top ($t\bar{t}$) (voir la figure 6.4), avec le quark t qui se désintègre en Wb . Un W se désintègre en $l\nu$ et l'autre en deux jets.

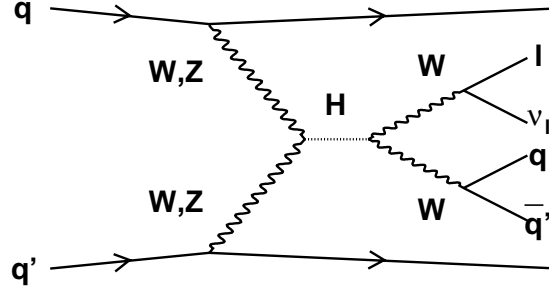


FIG. 6.2 – Diagrammes de Feynman du signal à l'ordre le plus bas.

- La production de paires de W (continuum WW) (voir la figure 6.5), un W se désintégrant en $l\nu$ et l'autre en deux jets.

Le fond Wjj est le plus important avec une section efficace supérieure d'un ordre de grandeur à celle du fond $t\bar{t}$. Ces deux processus constituent le fond réductible. Le continuum WW est irréductible mais contribue faiblement au fond total, avec une section efficace inférieure de deux ordres de grandeur à celle de Wjj (voir le tableau 6.1).

6.3.2 Signature d'un événement signal

Lorsque le Higgs est produit par fusion de bosons vecteurs, les deux quarks observables caractérisant ce mode vont être utilisés pour déterminer la signature de ce signal. Comme le montre la figure 6.2, la signature attendue compte un nombre important de particules :

- Deux jets provenant de la fusion bosonique faible.
- Deux jets issus d'un W .
- Un lepton et un neutrino issus de l'autre W .

Les jets de la fusion bosonique faible viennent de ce que les quarks de départ irradient chacun un boson vecteur et les deux bosons ainsi obtenus vont fusionner en un boson de Higgs. Ces bosons vecteurs ont une énergie de l'ordre de $m_H/2 c^2$, de manière à pouvoir produire le Higgs, ce qui laisse aux jets finaux une grande énergie, de l'ordre de 600 GeV (voir la figure 6.6). De plus comme l'impulsion transversale transférée aux bosons vecteurs est de l'ordre de $p_T \simeq m_W c$ (voir la figure 6.6), les jets finaux sont faiblement diffusés et sont donc émis dans les régions de grande rapidité (voir la figure 6.6). Comme le montre la figure 6.6, les jets finaux ont une masse invariante de l'ordre du TeV/ c^2 .

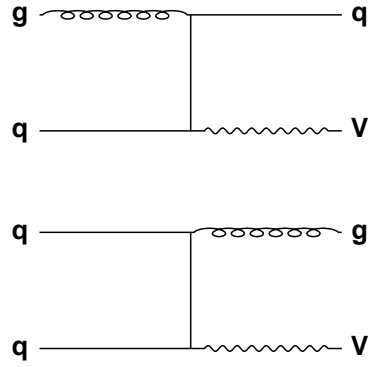


FIG. 6.3 – Diagrammes de Feynman à l'arbre contribuant à la production du fond Vjj par le générateur PYTHIA-6.203. Le second jet est produit par désintégration d'un gluon en deux quarks ou émission de gluons. Les jets vers l'avant proviennent de l'étape de fragmentation à partir du parton final.

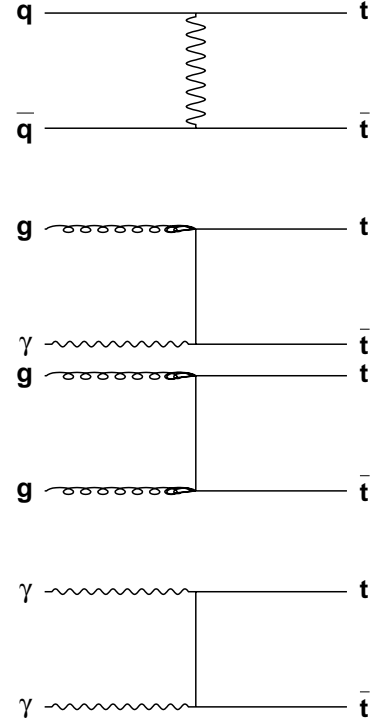


FIG. 6.4 – Diagrammes de Feynman à l'arbre contribuant à la production du fond $t\bar{t}$ par le générateur PYTHIA-6.203.

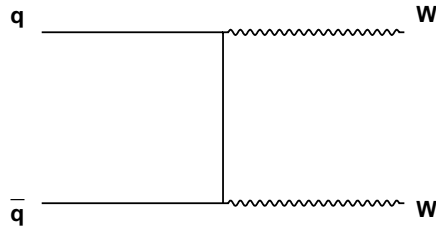


FIG. 6.5 – Diagramme de Feynman contribuant à l'arbre à la production WW .

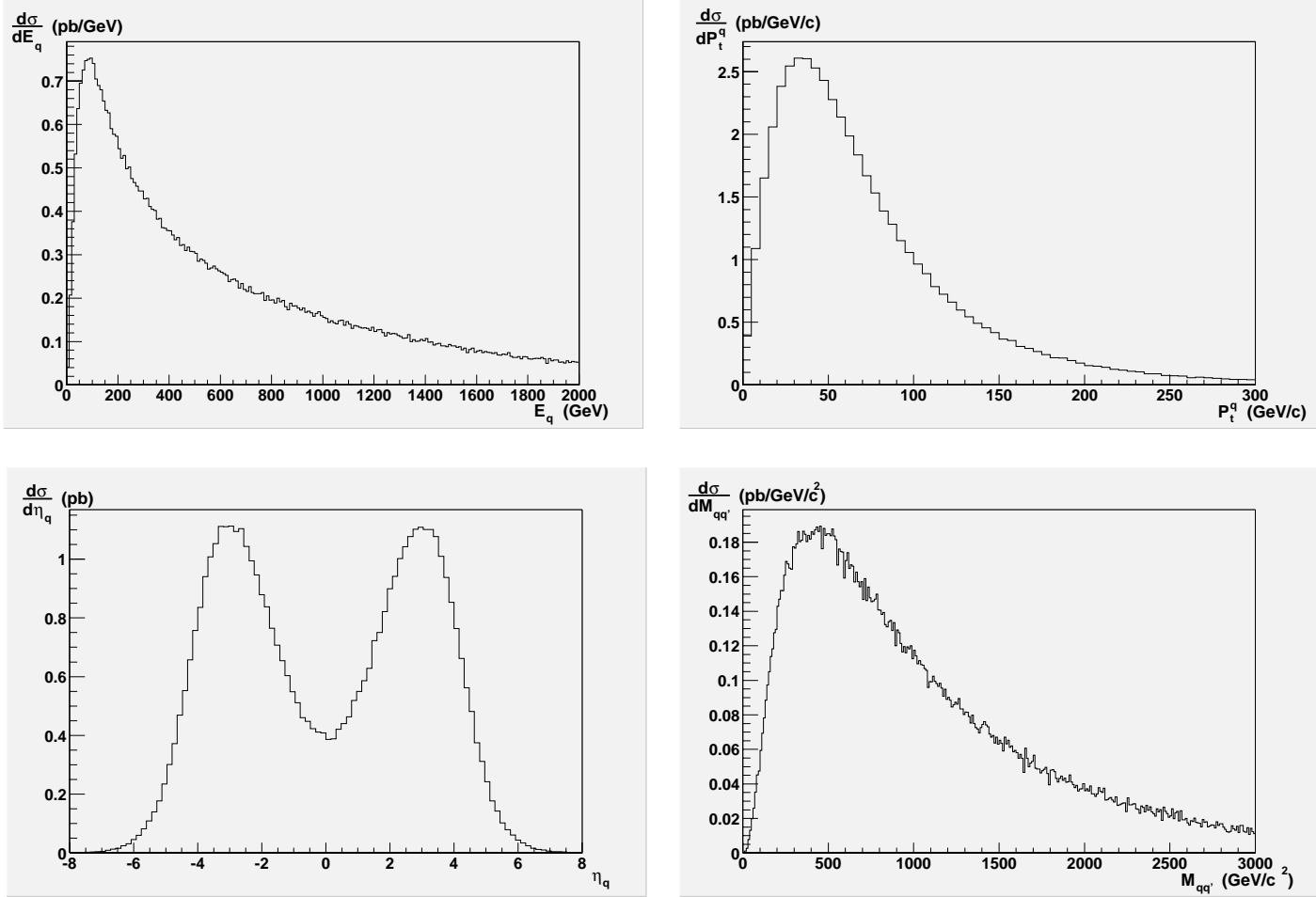


FIG. 6.6 – Sections efficaces différentielles du Higgs produit par fusion de bosons vecteurs émis par les quarks q et q' en fonction de leur énergie (en haut à gauche), de leur impulsion transversale (en haut à droite), de leur pseudo-rapacité (en bas à gauche) et de leur masse invariante (en bas à droite) au niveau de la génération. Les événements sont générés par PYTHIA-6.203 avec $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$.

Une autre caractéristique intéressante de la fusion de bosons vecteurs est que la réaction entre les deux quarks initiaux se fait par échange d'un singleton de couleur, ce qui se traduit par l'absence d'activité hadronique dans la région centrale. Cette caractéristique est en contraste avec ce qui se passe pour la plupart des processus de bruits de fond qui impliquent des échanges de couleur. Elle nous procure ainsi un outil intéressant pour supprimer le bruit de fond.

Enfin, le signal $qq \rightarrow qqH$ tend à produire un Higgs central, comme le montre la figure 6.7. Ses produits de désintégration se trouvent donc préférentiellement dans la région centrale du détecteur (voir les figures 6.8).

Les différentes coupures appliquées pour la sélection du signal seront discutées plus loin.

6.3.3 Simulation et reconstruction

Le signal et les bruits de fond ont été générés avec *PYTHIA* – 6.203 [54]. Aucune coupure cinématique n'a été imposée lors de la génération du signal. Par contre, les bruits de fond ont été générés avec une impulsion transversale dans le centre de masse du processus dur ("hard process"), P_t^h , supérieure à 50 GeV/c.

Echantillons ($l = e, \mu$)	Coupures à la génération	Sections efficaces (pb)
$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$	aucune	$2,77 \cdot 10^{-1}$
$Wjj \rightarrow l\nu jj$	$P_t^h > 50 \text{ GeV/c}$	$2,07 \cdot 10^3$
$t\bar{t} \rightarrow l\nu jj$	$P_t^h > 50 \text{ GeV/c}$	$1,40 \cdot 10^2$
$WW \rightarrow l\nu jj$	$P_t^h > 50 \text{ GeV/c}$	8,08

TAB. 6.1 – *Sections efficaces du signal et des bruits de fond générés pour un Higgs de masse $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$ avec *PYTHIA*-6.203.*

Le tableau 6.1 donne les sections efficaces du signal et des bruits de fond générés par *PYTHIA*-6.203, pour un Higgs de masse $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$. La fusion bosonique est simulée par les processus $ISUB = 123$ (fusion WW) et 124 (fusion ZZ) (voir la référence [55]).

De plus, au niveau de la génération, on force un des bosons W à se désintégrer en $\mu\nu$. Les sections efficaces ont donc été doublées afin de tenir compte de la désintégration en $e\nu$ qui n'a pas été simulée. Les processus de fragmentation et de rayonnements initiaux et finaux (ISR et FSR) ont été utilisés afin de générer l'activité hadronique dans la région entre les jets "avant". Les fonctions de structure ont été paramétrées en utilisant CTEQ5L [56].

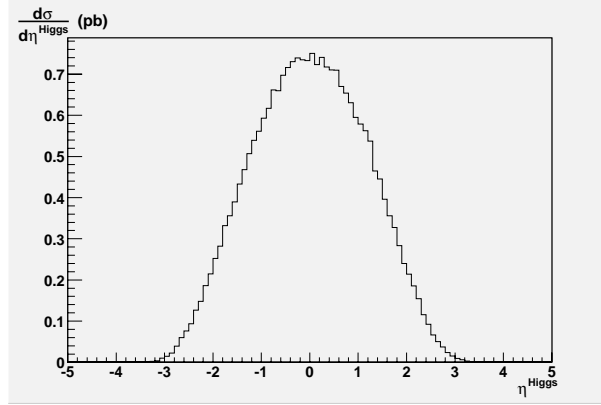


FIG. 6.7 – Sections efficaces différentielles du Higgs produit par fusion de bosons vecteurs émis par les quarks q et q' en fonction de la pseudo-rapidité du Higgs au niveau de la génération. Les événements sont générés par PYTHIA-6.203 avec $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$.

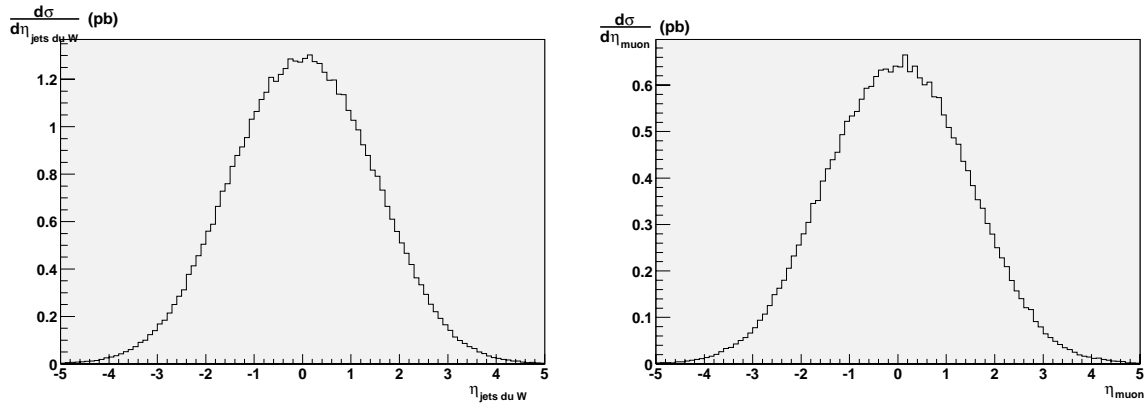


FIG. 6.8 – Sections efficaces différentielles du Higgs produit par fusion de bosons vecteurs émis par les quarks q et q' en fonction de la pseudo-rapidité des jets (à gauche) et du muon (à droite) produits par la paire de bosons W issu du Higgs au niveau de la génération. Les événements sont générés par PYTHIA-6.203 avec $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$.

La reconstruction des événements a été effectuée en utilisant les outils standards de la simulation rapide du détecteur ATLAS, ATLFAST-2.60 [57] :

- MAKCLU pour la reconstruction des jets.
- MAKMUO pour l'identification et la reconstruction du muon.
- MAKMIS pour la détermination de l'énergie manquante.

Enfin les jets ont été ré-étalonnés en utilisant la routine d'ATLFAST-B (voir la référence [57]). Ce ré-étalonnage vient du fait qu'un jet est reconstruit en tenant compte de l'énergie déposée dans un cône; ce cône ne contenant pas toute la gerbe, le quadri-vecteur impulsion du jet est corrigé.

6.4 Analyse standard

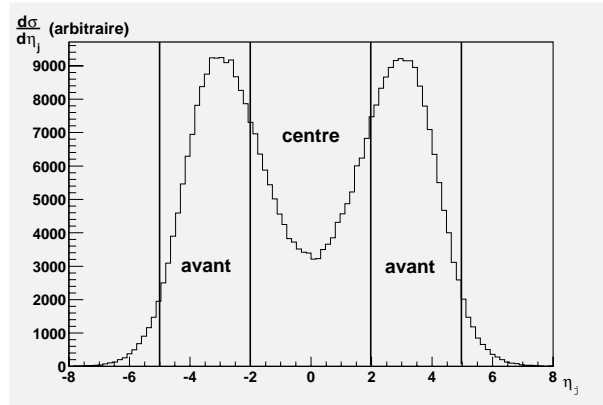


FIG. 6.9 – *Distribution de la pseudo-rapidité des jets accompagnant la fusion de bosons vecteurs au niveau de la génération. La division du détecteur est effectuée suivant cette distribution; le centre est défini par $\eta \in [-2; 2]$ et les régions avant par $\eta \in [-5; -2[\cup]2; 5]$. La distribution est normalisée à 1.*

La première analyse publiée de ce canal [58] a été effectuée en utilisant la version 5.7 de PYTHIA. Nous allons dans un premier temps effectuer la même analyse avec PYTHIA-6.203 en essayant toutefois différentes coupures sur les jets spectateurs de la fusion de vecteurs bosons (ces jets seront appelés par la suite les jets VBF, pour **Vector Boson Fusion**).

Dans cette analyse [58], le détecteur est divisé en deux régions. Cela est motivé par la forme de la distribution de la pseudo-rapidité des jets VBF au niveau de

la génération (voir la figure 6.9). Les jets VBF se situent à grand η . Comme nous l'avons vu dans la section 6.3.2, le Higgs est produit dans la région centrale et ses produits de désintégration se trouvent donc préférentiellement dans cette région. L'analyse a donc été découpée en deux parties : les coupures centrales et les coupures sur les jets VBF.

Coupures centrales

Le premier critère de sélection est la présence d'au moins un lepton¹ dans l'état final ($N_{lep} > 1$), d'impulsion transversale supérieure à 25 GeV/c, accompagné d'un neutrino caractérisé par une impulsion transversale manquante supérieure à 25 GeV/c. Ces valeurs de coupures sont requises pour le déclenchement. Comme nous l'avons précédemment dit, ce lepton doit être central ($|\eta_{lep}| < 2$). En plus de ces coupures, il est demandé que l'impulsion transversale du boson W , reconstruit avec le lepton et l'énergie manquante correspondant au neutrino, soit supérieure à 50 GeV/c. Les figures 6.10 illustrent les coupures sur l'impulsion transversale du lepton, du neutrino et du W leptonique.

Après avoir imposé ces critères aux produits leptoniques de l'état final, intéressons-nous aux jets produits par la désintégration du second boson W . Au moins deux jets doivent se situer dans la région centrale ($|\eta_j| < 2$). Les deux jets ayant les plus grandes impulsions transversales sont choisis. Le boson W peut ainsi être reconstruit. On demande alors que l'impulsion transversale du W soit supérieure à 50 GeV/c, que les deux jets du W soient proches spatialement, c'est-à-dire compris dans un cône de taille $\Delta R_{j_1, j_2}$ ² inférieure à 1,8, et, enfin, que la masse du W reconstruit soit comprise dans une fenêtre de ± 10 GeV/c² autour de la masse nominale du boson W ($m_W = 80,45$ GeV/c²). Les figures 6.10 illustrent l'effet de ces coupures. La coupure sur la masse du W reconstruit permet d'éliminer une grande partie du fond Wjj .

Enfin, la dernière coupure concernant la région centrale est de supprimer tous les événements ayant des jets centraux, autres que ceux du W , d'impulsion transversale supérieure à 20 GeV/c; cette dernière coupure est communément appelée le **Jet Veto**. Ce veto est motivé par l'absence d'activité hadronique dans la région centrale pour le signal (voir la section 6.3.2). La figure 6.11 nous montre que le principal effet de cette coupure est la suppression d'une grande partie du fond $t\bar{t}$.

1. Dans les rares cas où il y a plus d'un lepton, le lepton choisi est celui ayant l'impulsion la plus grande.

2. $\Delta R_{j_1, j_2}$ représente la séparation spatiale des jets j_1 et j_2 ; on définit $\Delta R_{j_1, j_2} = \sqrt{(\eta_{j_1, W} - \eta_{j_2, W})^2 + (\Phi_{j_1, W} - \Phi_{j_2, W})^2}$.

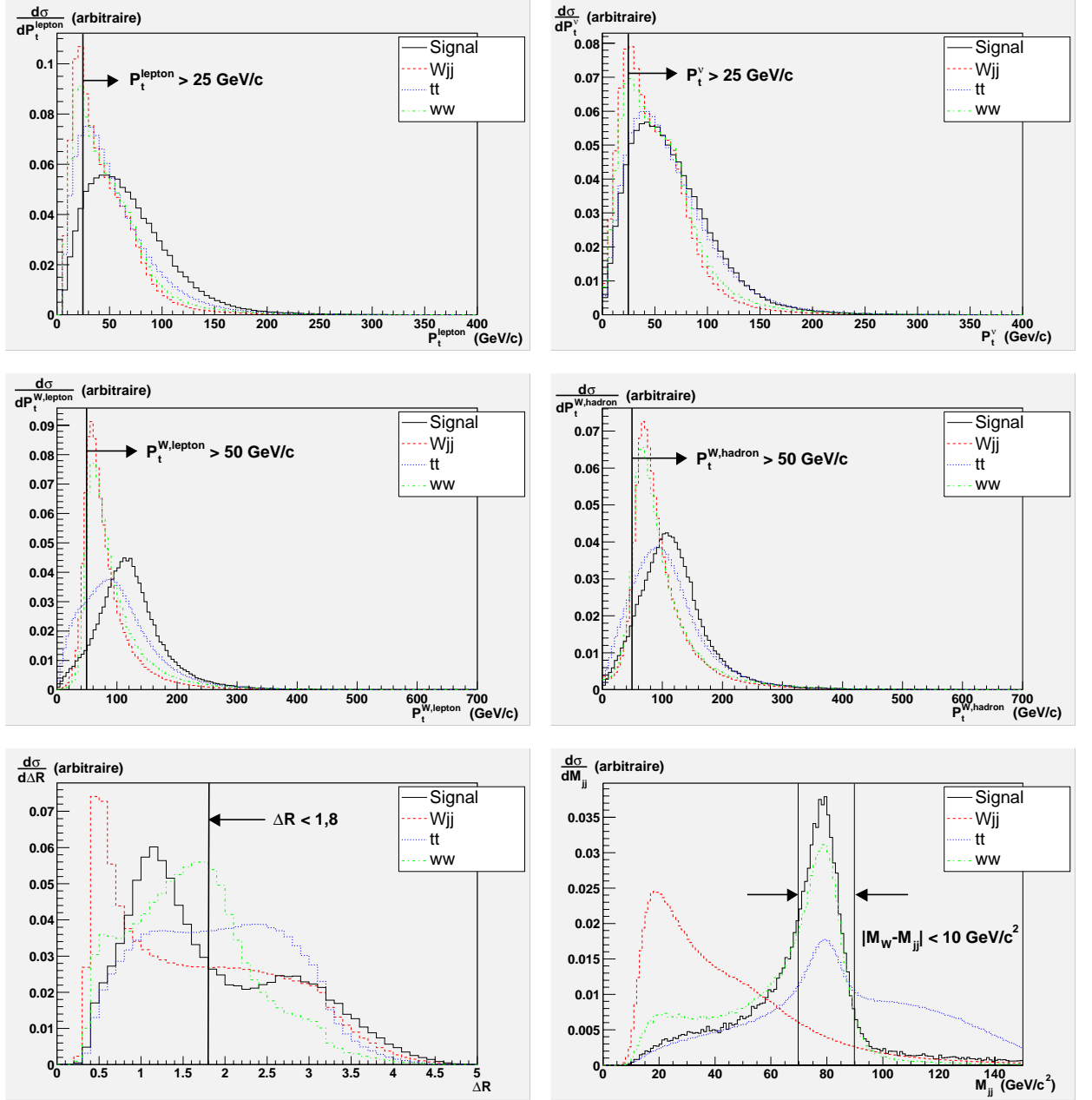


FIG. 6.10 – Distributions de l'impulsion transversale du lepton (en haut à gauche), de l'impulsion transversale manquante (en haut à droite), de l'impulsion transversale du W leptonique (au milieu à gauche), de l'impulsion transversale du W hadronique (au milieu à droite), de la séparation spatiale des deux jets du W (en bas à gauche) et de la masse reconstruite des deux jets du W (en bas à droite) pour le signal (en trait plein) et les fonds. Les distributions sont normalisées à 1.

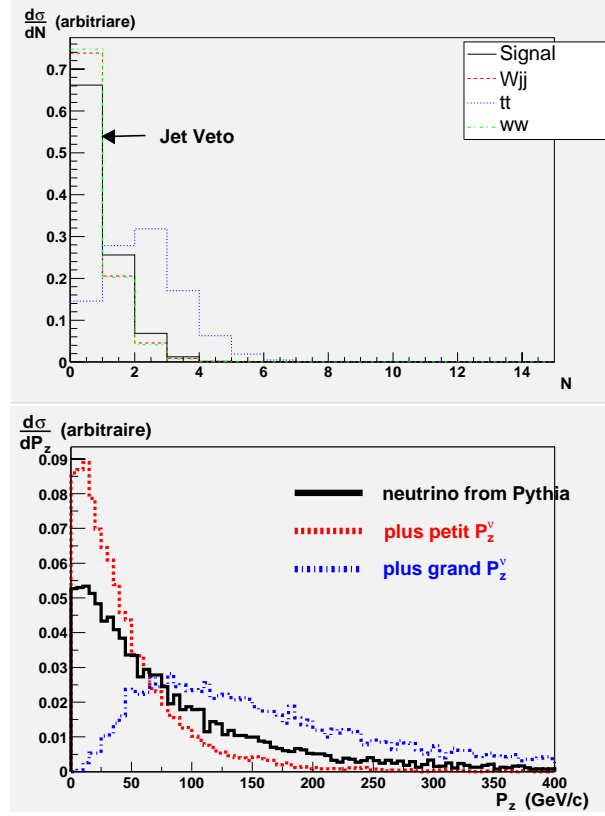


FIG. 6.11 – En haut : Distribution du nombre de jets centraux, autres que les jets du W , dont l'impulsion transversale est supérieure à 20 GeV/c. En bas : Distributions de la composante longitudinale du neutrino généré par PYTHIA-6.203 et des deux solutions obtenues par l'équation 6.3. Les distributions sont normalisées à 1.

Reconstruction du Higgs

L'étape finale consiste à reconstruire la masse du Higgs à partir du système composé d'un muon, d'un neutrino (p_t) et d'un boson W hadronique.

L'impulsion transversale du neutrino est obtenue à partir de l'impulsion transversale manquante de l'événement. L'impulsion longitudinale du neutrino est obtenue en contraignant la masse invariante du système $\mu\nu$ à être égale à la masse nominale du W ($m_W = 80,45$ GeV/c²) :

$$m_W^2 = (E_l + E_\nu)^2 - (\vec{p}_l + \vec{p}_\nu)^2 \quad (6.2)$$

Cette condition nous fournit une équation du second degré dont les deux solutions sont :

$$p_{z,\nu} = \frac{1}{2p_{t,l}^2} \left[p_{z,l}(m_W^2 + 2\vec{p}_{t,l} \cdot \vec{p}_{t,\nu}) \pm E_l \sqrt{(m_W^2 + 2\vec{p}_{t,l} \cdot \vec{p}_{t,\nu})^2 - 4p_{t,\nu}^2 p_{t,l}^2} \right]. \quad (6.3)$$

où (E, p_t, p_z) est le quadri-vecteur impulsion de la particule considérée. La plus petite valeur est choisie car elle reproduit mieux la valeur générée par PYTHIA-6.203 (voir la figure 6.11).

Coupages sur les jets VBF

Il nous reste maintenant à utiliser la caractéristique principale de la fusion de bosons vecteurs, c'est-à-dire les jets VBF situés dans les régions avant (voir la figure 6.9).

La paire de jets VBF est sélectionnée de la manière suivante :

- Les jets doivent être dans les régions avant : $2 < |\eta| < 5$.
- Les jets doivent se situer dans les hémisphères opposés : $\eta_{j_1} * \eta_{j_2} < 0$.
- Les deux jets ont les plus grandes impulsions transversales parmi les jets de l'événement satisfaisant les critères précédents.

Nous étudions ensuite séparément l'effet de trois différentes coupures sur ces jets :

- L'énergie des jets VBF doit être supérieure à une certaine énergie seuil E_{seuil} .
- La séparation en pseudo-rapacité des jets VBF doit être importante ($|\Delta\eta| > \Delta\eta_{seuil}$).
- La masse invariante des jets VBF doit être supérieure à une certaine masse seuil M_{seuil} .

Les figures 6.12 montrent les distributions correspondant à ces coupures. Nous pouvons remarquer que les différents fonds ont un comportement semblable au premier ordre.

Le tableau 6.2 donne le nombre d'événements signal qui ont passé toutes les coupures ainsi que le rapport signal sur bruit et la signification statistique avant reconstruction de la masse $m_{\nu jj}$ et pour une luminosité de 30 fb^{-1} . La composition du fond après chaque coupure sur les jets VBF est donnée par le tableau 6.3. Les résultats obtenus en appliquant une coupure sur l'énergie des jets VBF restent cohérents avec de ceux du TDR [6, 58]. Les formes du signal et des fonds ne permettent toujours pas de distinguer le pic du Higgs (voir les figures 6.13).

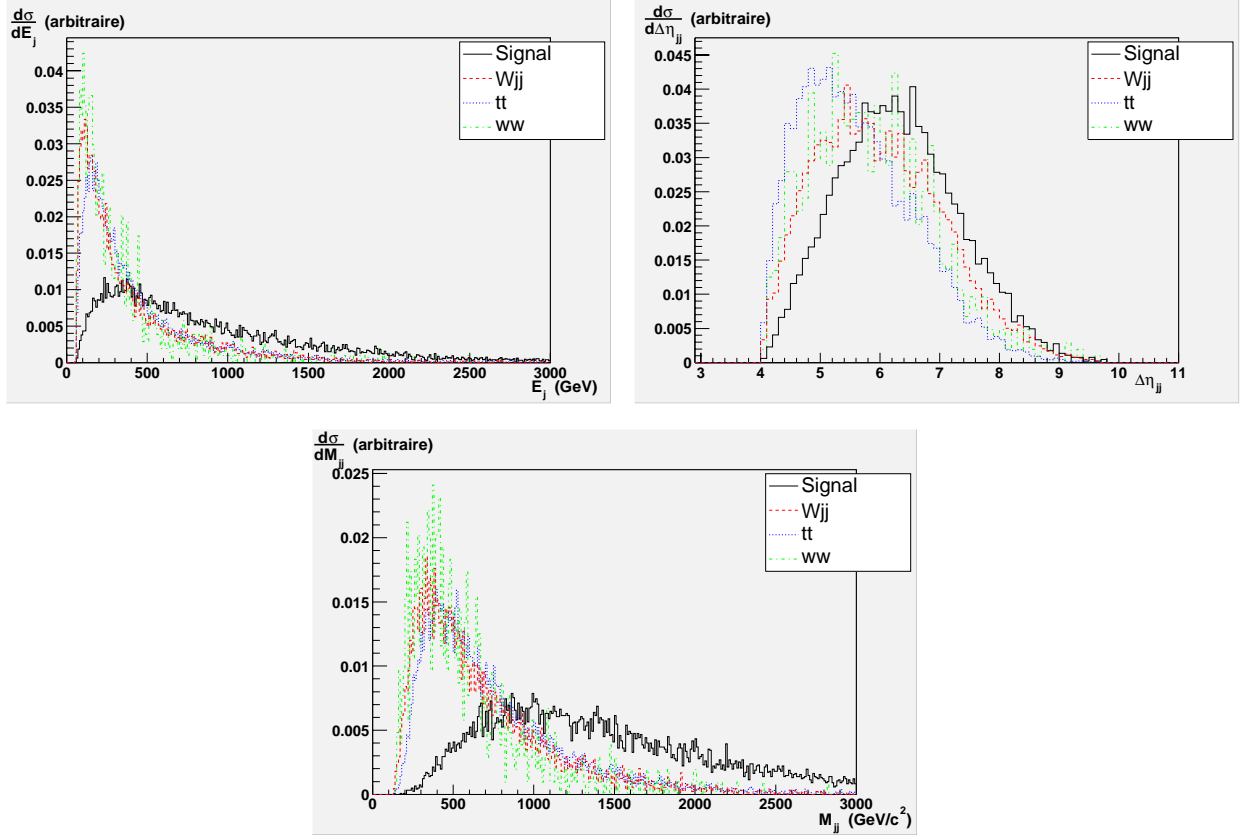


FIG. 6.12 – Distributions de l'énergie des deux jets VBF (en haut à gauche), de la séparation en pseudo-rapidité des deux jets VBF (en haut à droite) et de la masse reconstruite des deux jets VBF (en bas) pour le signal (en trait plein) et les fonds. Les distributions sont normalisées à 1. Notons que les fonds ont un comportement semblable au premier ordre.

L'application de coupures différentes sur les jets VBF ne permet pas non plus d'améliorer la situation comme l'illustrent les figures 6.14. De plus, il a été vérifié qu'en réduisant, au niveau de la génération, la coupure sur le P_t^h de 50 à 30 GeV/c, les fonds supplémentaires contribuent faiblement (de l'ordre du pourcent pour $t\bar{t}$) au fond total et qu'ils ne modifient pas la forme des distributions.

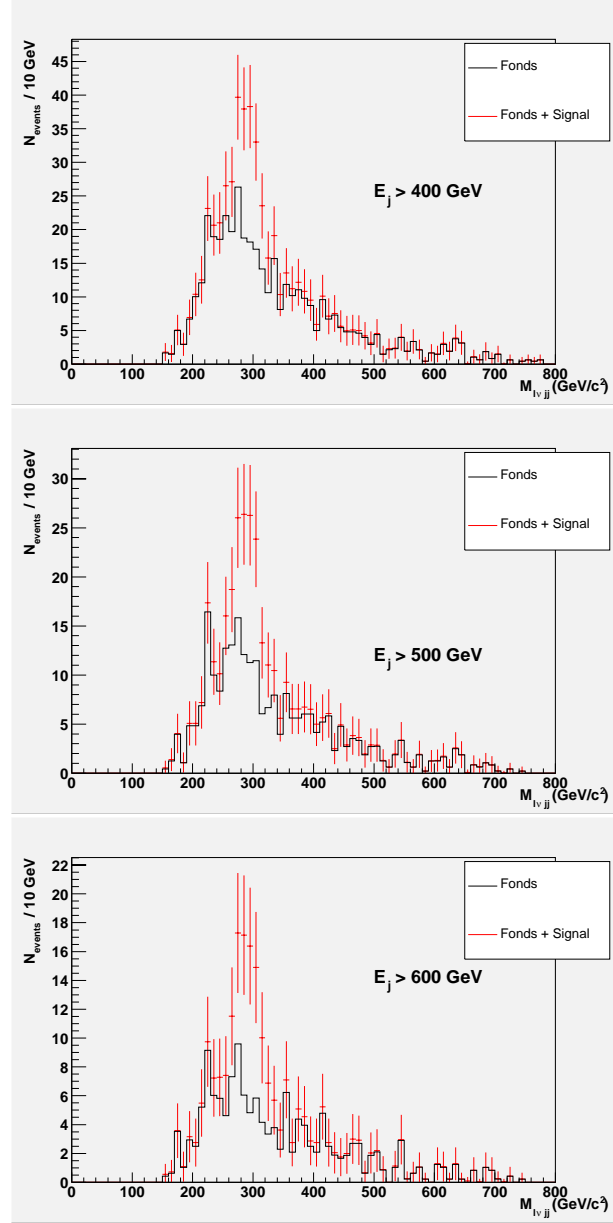


FIG. 6.13 – Distributions de la masse reconstruite du Higgs pour trois ans à basse luminosité et pour $E_{\text{seuil}} = 400, 500$ et 600 GeV respectivement en haut, au milieu et en bas. Le fond est représenté en trait plein et la somme signal+fonds avec des barres d'erreurs.

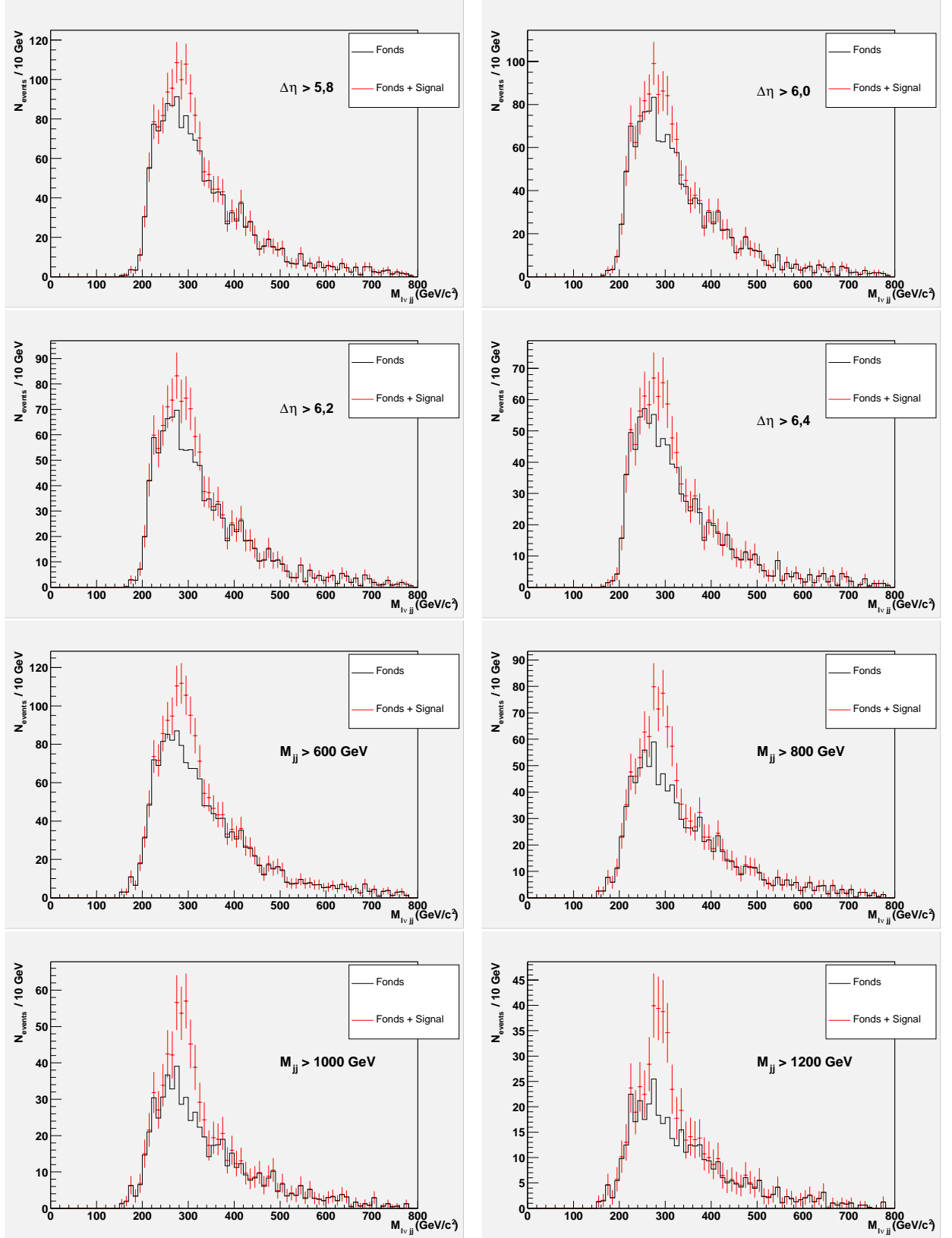


FIG. 6.14 – Masse reconstruite du Higgs pour trois ans à basse luminosité. Sont représentées les distributions du fond (trait plein) et de la somme signal+fond (avec les barres d'erreur) pour les différentes valeurs des deux coupures sur la séparation en pseudorapidité (les quatre graphes du haut) et sur la masse des jets VBF (les quatre graphes du bas).

Coupures	Signal	S/B	S/\sqrt{B}
$E_{seuil} = 400 \text{ GeV}$	289	0,248	8,5
$E_{seuil} = 500 \text{ GeV}$	220	0,315	8,3
$E_{seuil} = 600 \text{ GeV}$	170	0,410	8,4
$\Delta\eta_{seuil} = 5,8$	363	0,085	5,6
$\Delta\eta_{seuil} = 6,0$	326	0,089	5,4
$\Delta\eta_{seuil} = 6,2$	285	0,092	5,1
$\Delta\eta_{seuil} = 6,4$	241	0,092	4,7
$M_{seuil} = 600 \text{ GeV}/c^2$	500	0,117	7,7
$M_{seuil} = 800 \text{ GeV}/c^2$	441	0,160	8,4
$M_{seuil} = 1000 \text{ GeV}/c^2$	375	0,215	9,0
$M_{seuil} = 1200 \text{ GeV}/c^2$	311	0,274	9,2

TAB. 6.2 – Nombre d’événements attendus suivant les différentes coupures envisagées pour les jets VBF avant reconstruction de $m_{\nu jj}$ et pour une luminosité de 30 fb^{-1} . Le rapport S/B (signal sur bruit) et la signification statistique sont aussi donnés.

Coupure	Wjj	t \bar{t}	WW
E_{seuil}	$\sim 59 \%$	$\sim 40 \%$	$> 1 \%$
$\Delta\eta_{seuil}$	$\sim 71 \%$	$\sim 28 \%$	$> 1 \%$
M_{seuil}	$\sim 57 \%$	$\sim 42 \%$	$> 1 \%$

TAB. 6.3 – Composition du fond total pour l’analyse standard. Les proportions de chaque fond sont données après la coupure sur les jets VBF et avant reconstruction de $m_{\nu jj}$, pour une luminosité de 30 fb^{-1} .

6.5 Optimisation

Dans l’optique de réussir à distinguer le pic du signal de celui du fond, des approches plus globales de ce canal ont été envisagées. Ces approches ont été inspirées des travaux entre autres de D. Zeppenfeld (voir [59, 60]).

6.5.1 Approches globales

Nous avons qualifié ces nouvelles approches de globales car elles ne s’appuient plus sur une séparation du détecteur en deux régions distinctes. Pour chaque événement, les jets VBF sont recherchés au début de l’analyse et la région considérée “centrale” se situe dorénavant entre les deux jets VBF ($[\eta_{j,min} + 0,6; \eta_{j,max} - 0,6]$). Les coupures centrales restent les mêmes que celles de l’analyse standard. Le veto sur les jets “centraux” est appliqué quant à lui dans la région $[\eta_{j,min}; \eta_{j,max}]$.

Chaque approche apporte une manière différente d'identifier les jets VBF.

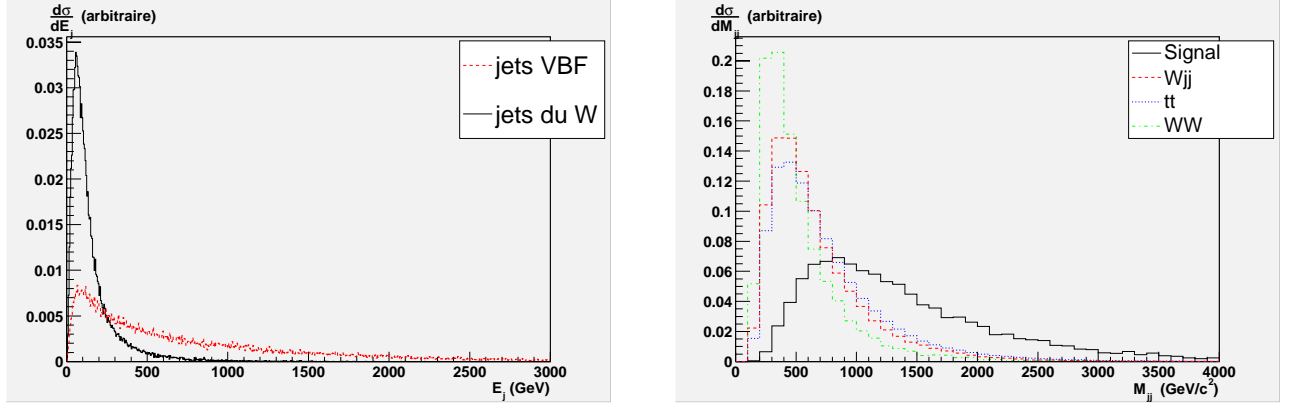


FIG. 6.15 – Distributions de l'énergie des jets du W (trait plein) et des jets VBF (en pointillés) pour le signal au niveau de la génération (à gauche). Distributions de la masse invariante des jets VBF pour le signal (trait plein) et les fonds (pointillés) (à droite). Les distributions sont normalisées à 1.

Approche 1

La comparaison, au niveau de la génération, des énergies des jets VBF et des jets provenant du W a permis de mettre en évidence que ces premiers ont une énergie bien supérieure (voir la figure 6.15). Les jets VBF sont donc sélectionnés comme suit :

- La séparation en pseudo-rapidité des jets doit être importante ($|\Delta\eta| > 4,2$, se référer à la note [60]).
- Les jets doivent se situer dans les hémisphères opposés : $\eta_{j1} * \eta_{j2} < 0$.
- L'énergie de la paire de jets doit être la plus grande.

On applique ensuite une coupure sur la masse des jets VBF : $m_{jj} > M_{seuil}$ (voir la figure 6.15).

Les figures 6.16 représentent les distributions de masse invariante du Higgs pour les fonds et la somme du signal et des fonds pour différentes valeurs de la coupure sur la masse reconstruite des jets VBF. Les résultats rapportés dans le tableau 6.4 couplés aux distributions 6.16 nous indiquent que $M_{seuil} = 800 \text{ GeV}/c^2$ paraît être une coupure intéressante. Cette valeur est conservée par la suite. Cependant le pic du signal n'est toujours pas discernable. Comme pour l'analyse standard, il a été vérifié que les fonds générés avec un P_t^h inférieur à $50 \text{ GeV}/c$ ne contribuait que faiblement. Le tableau 6.5 donne la composition du fond après

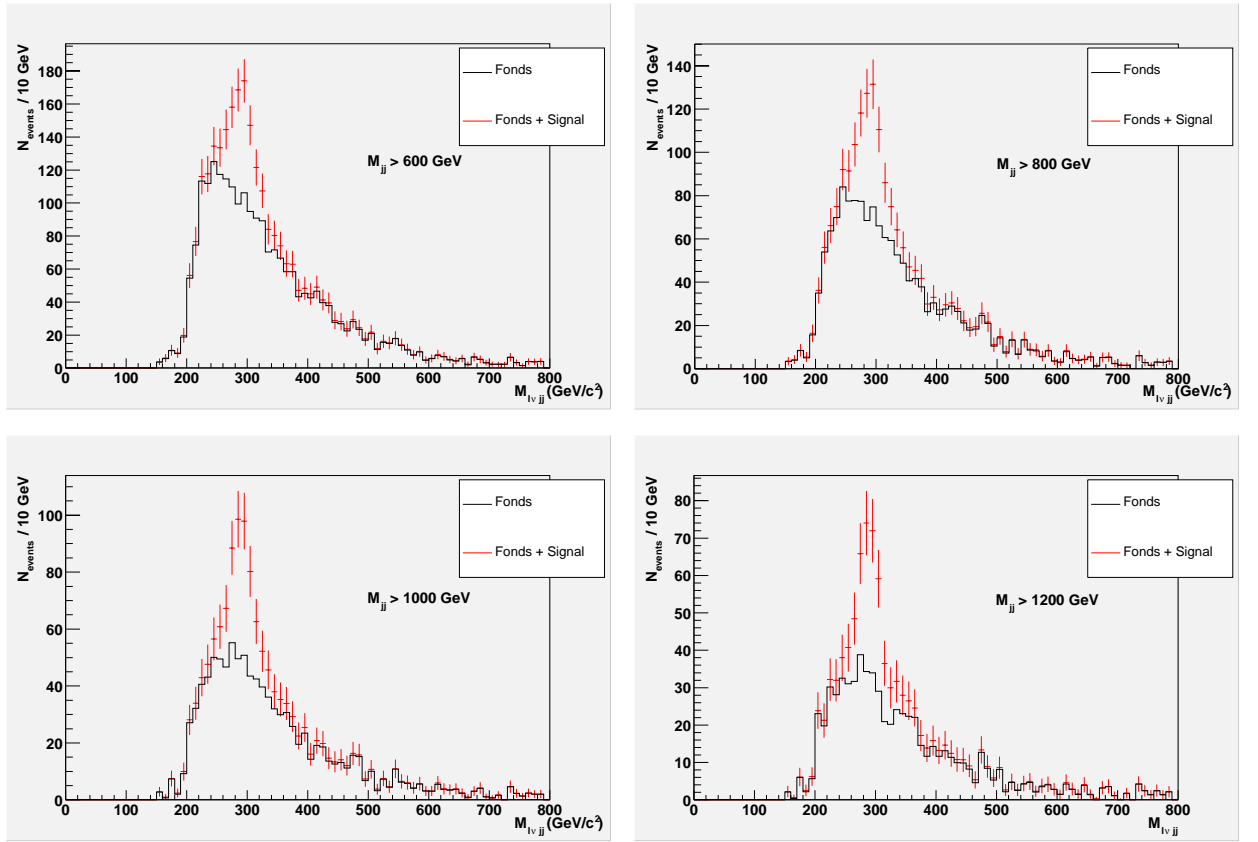


FIG. 6.16 – Masse reconstruite du Higgs pour trois ans à basse luminosité. Sont représentées les distributions du fond (trait plein) et de la somme fond+signal (avec les barres d'erreur) par l'approche 1 pour différentes valeurs de la coupure sur la masse invariante des jets VBF.

Coupures	Signal	S/B	S/\sqrt{B}
$M_{seuil} = 600 \text{ GeV}/c^2$	641	0,088	7,5
$M_{seuil} = 800 \text{ GeV}/c^2$	543	0,116	8,0
$M_{seuil} = 1000 \text{ GeV}/c^2$	447	0,140	7,9
$M_{seuil} = 1200 \text{ GeV}/c^2$	364	0,167	7,8

TAB. 6.4 – Nombre d'événements attendus suivant les différentes coupures envisagées pour les jets VBF avant reconstruction de $m_{l\nu jj}$ et pour une luminosité de 30 fb^{-1} . Le rapport S/B et la signification statistique sont aussi donnés.

Coupure	Wjj	tt	WW
M_{seuil}	$\sim 83 \%$	$\sim 16 \%$	$> 1 \%$

TAB. 6.5 – Composition du fond total pour l'approche 1. Les proportions de chaque fond sont données après la coupure sur les jets VBF et avant reconstruction de $m_{l\nu jj}$, pour une luminosité de 30 fb^{-1} .

coupure sur les jets VBF. On remarque que, dans cette approche, le fond Wjj accentue sa domination sur les autres fonds.

On peut remarquer que sélectionner les jets VBF selon leur énergie est fort semblable à sélectionner ces jets selon leur pseudo-rapidité. En effet, ces deux grandeurs sont reliées par la relation : $\eta = -\ln|\tan\frac{\Theta}{2}| \approx \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_z}{E-p_z}$. La figure 6.17 illustre cette corrélation. On voit clairement qu'imposer une coupure en énergie aux jets VBF est semblable à leur imposer une coupure en pseudo-rapidité. Pour cette raison, une nouvelle approche va être envisagée.

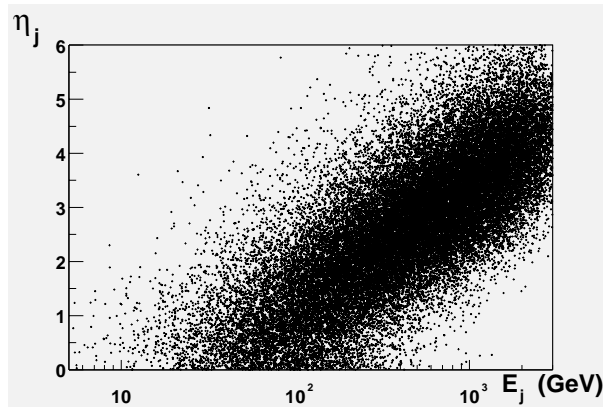


FIG. 6.17 – Corrélation entre la pseudo-rapidité et l'énergie des jets VBF au niveau de la génération.

Approche 2

Une nouvelle approche (approche 2) a donc été envisagée; on identifie en premier les jets du W , puis les jets VBF. Les jets du boson W sont sélectionnés comme étant la paire dont la masse invariante est la plus proche de la masse nominale du W . Les jets VBF sont ensuite choisis comme étant la paire qui satisfait les critères suivants :

- Ils ont la plus grande masse invariante.
- Ils sont largement séparés : $|\Delta\eta| > 4,2$.
- Ils se situent dans des hémisphères opposés : $\eta_1 * \eta_2 < 0$.

La région “centrale” et le veto sont définis de la même façon que dans l’approche 1. La coupure sur la masse invariante des jets VBF est $m_{jj} > 800 \text{ GeV}/c^2$.

$M_{seuil} = 800 \text{ GeV}/c^2$	Signal	S/B	S/\sqrt{B}
approche 1	543	0,116	8,0
approche 2	467	0,198	9,6
approche 2 + fonds additionnels	467	0,189	9,4

TAB. 6.6 – Comparaison entre les approches 1 et 2 : Nombre d’événements attendus avant reconstruction de $m_{\nu jj}$ et pour une luminosité de 30 fb^{-1} . Le rapport S/B et la signification statistique sont aussi donnés.

Coupure	Wjj	t \bar{t}	WW
M_{seuil}	$\sim 71 \%$	$\sim 28 \%$	$> 1 \%$

TAB. 6.7 – Composition du fond total pour l’approche 2 + fonds additionnels. Les proportions de chaque fond sont données après la coupure sur les jets VBF et avant reconstruction de $m_{\nu jj}$, pour une luminosité de 30 fb^{-1} .

Contrairement à ce qui a été observé précédemment, les fonds générés à plus bas P_t^h apportent une contribution non-négligeable, notamment à la forme des distributions (voir la figure 6.18). En comparant avec les distributions obtenues par l’approche 1 (en sélectionnant d’abord les jets VBF selon leur énergie) et en incluant tous les fonds, on note un début de décrochement du pic du signal; cela est illustré par le graphe du bas de la figure 6.18. De plus, un gain intéressant dans les rapports S/B et S/\sqrt{B} est montré par le tableau 6.6. La composition du fond après coupure sur les jets VBF est donnée par le tableau 6.7. Le fond Wjj est toujours dominant après les coupures.

Cette approche semble très encourageante.

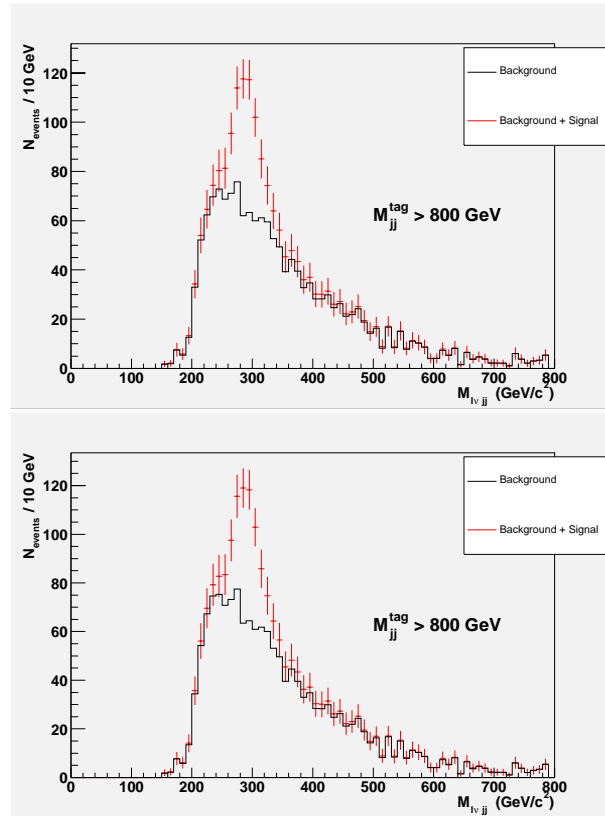


FIG. 6.18 – Masse reconstruite du Higgs pour trois ans de données à basse luminosité. Sont représentées les distributions du fond (trait plein) et de la somme fond+signal (avec les barres d'erreur) pour l'approche 2. Le graphe du bas comprend les fonds générés supplémentaires.

6.5.2 Rejet supplémentaire du fond

Notre problème n'est pas de rejeter plus de fond mais de modifier la forme de sa distribution afin de pouvoir distinguer le pic du signal. Dans ce but, deux nouvelles coupures ont été envisagées.

Coupure dans le plan $(\Delta R_{min}, \Delta R_{max})$

Une étude de ce canal pour un Higgs de masse comprise entre 130 et 200 GeV/c² a été réalisée par Cavasinni et al. (voir la note [61]). Dans leur analyse, ils se sont intéressés à la variable ΔR définie par :

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_\mu - \eta_{j,W})^2 + (\Phi_\mu - \Phi_{j,W})^2} \quad (6.4)$$

$\eta_{j,W}$ ($\Phi_{j,W}$) représente la pseudo-rapacité (l'angle azimutal) d'un jet du W . Cette variable représente la séparation spatiale entre le muon et chaque jet du W .

Ils ont étudié le comportement du signal et des différents fonds dans le plan $(\Delta R_{min}, \Delta R_{max})$ ³ pour différentes masses du Higgs. Les figures 6.19 montrent l'évolution du comportement du signal et des fonds dans ce plan dans le cadre de leur analyse. Les figures 6.20 montrent le comportement du signal et des fonds pour un Higgs de 300 GeV/c² dans le cadre de mon analyse suivant la deuxième approche. On constate que, plus la masse du Higgs est grande, moins les coupures dans ce plan paraissent efficaces comme le montre les figures 6.19. En effet, pour une masse de 300 GeV/c², ces coupures suppriment autant d'événements signal que d'événements des fonds. Ces coupures ne sont donc pas intéressantes pour notre étude.

Coupures	Signal	Wjj	t \bar{t}	WW
$\Delta R_{min} > 1$ et $\Delta R_{max} < 4$	96,4 %	91,1 %	91,1 %	94,3 %

TAB. 6.8 – *Efficacité des coupures sur la séparation spatiale du muon et des deux jets du W pour le signal et les différents fonds pour $m_H = 300$ GeV/c².*

Coupure selon m_{Wj}

Une autre coupure a été envisagée en se basant sur le travail de thèse de A-S. Nicollerat [62]. Elle utilise pour l'étude de ce même canal une coupure sur la masse du top en lieu et place du veto sur les jets centraux supplémentaires. Cette coupure a évidemment pour but de supprimer le fond $t\bar{t}$. Pour cela, on reconstruit la masse invariante du système Wj et on conserve la combinaison qui donne

3. $\Delta R_{min,(max)}$ représente la séparation spatiale minimale (maximale) entre le muon et un jet du W .

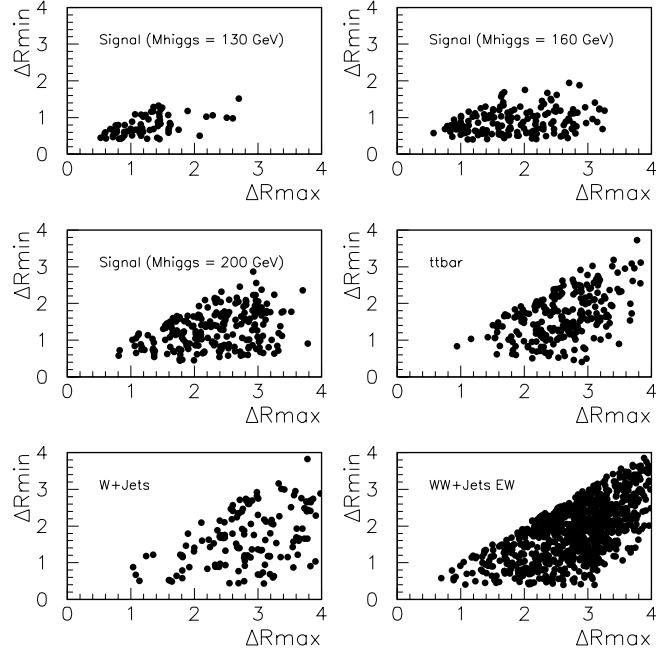


FIG. 6.19 – Comportements dans le plan $(\Delta R_{min}, \Delta R_{max})$ du signal et des différents fonds [61].

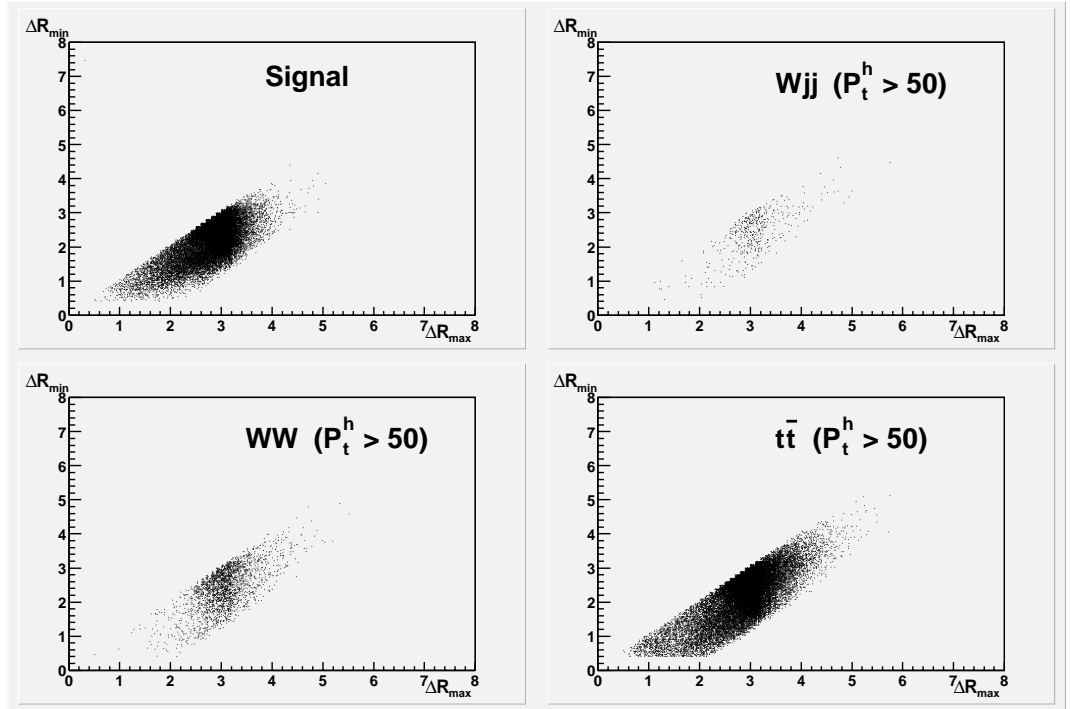


FIG. 6.20 – Comportements dans le plan $(\Delta R_{min}, \Delta R_{max})$ du signal et des différents fonds pour notre analyse.

la masse la plus proche de la masse du quark top ($m_t = 174,3 \text{ GeV}/c^2$). La figure 6.21 montre les distributions pour le signal et les fonds. On choisit d'appliquer la coupure suivante : $m_{W,j} > 260 \text{ GeV}/c^2$.

Le tableau 6.9 nous donne les efficacités de cette coupure, du veto sur les jets centraux et de la combinaison des deux. Concernant le signal, ces deux coupures ont à peu près le même effet. Pour les fonds Wjj et WW , la coupure sur la masse du système Wj est plus efficace. Par contre, concernant le fond $t\bar{t}$, le veto est de loin plus efficace (4,7 % contre 36,5 %). Pour cette raison, nous ne garderons pas cette coupure dans la suite de notre étude. Néanmoins, si la corrélation de ces coupures est faible, il peut être intéressant d'étudier ce que donnerait leur combinaison, qui pourrait nous apporter un gain non-négligeable sur les rapports S/B et S/\sqrt{B} . Cette étude est relatée dans la section 6.5.4.

Le tableau 6.10 nous donne le nombre d'événements attendus après chacune des deux coupures. Le rapport S/B et la signification statistique favorisent clairement le veto sur les jets centraux.

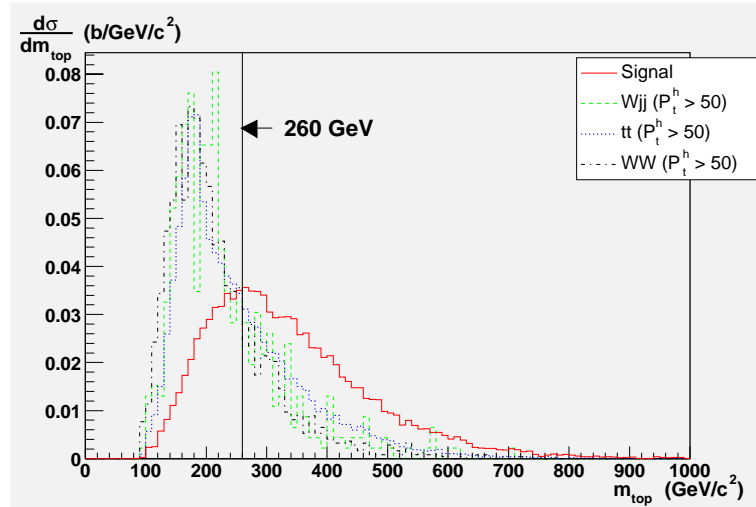


FIG. 6.21 – Distributions de la masse reconstruite du système Wj ayant la masse la plus proche d'un quark top pour le signal (trait plein) et les fonds. Les distributions sont normalisées à 1.

Coupures	Signal	Wjj	$t\bar{t}$
$m_{Wj} > 260 \text{ GeV}/c^2$	67,2 %	28,3 %	36,5 %
Jet Veto	62,9 %	40,0 %	4,7 %

TAB. 6.9 – Efficacités de la coupure sur la masse du top reconstruit pour le signal et les deux fonds dominants (WW contribue pour moins de 1 %). Les efficacités du veto sur les jets centraux supplémentaires sont aussi données à titre de comparaison.

Coupures	Signal	Wjj	$t\bar{t}$	S/B	S/\sqrt{B}
$m_{Wj} > 260 \text{ GeV}/c^2$	658	4044	20922	0,026	4,2
Jet Veto	617	5724	2715	0,073	6,7

TAB. 6.10 – Comparaison du nombre d'événements attendus après la coupure sur m_t et après le veto sur les jets centraux. Les valeurs sont données pour le signal et les deux fonds dominants pour trois ans de données à basse luminosité.

6.5.3 Relâchement des coupures

Afin d'exploiter au mieux le résultat encourageant de la deuxième approche (voir section 6.5.1), nous avons relâché les coupures concernant les impulsions transversales. Le tableau 6.11 donne les nouvelles valeurs utilisées. De plus, on a généré du fond additionnel pour des P_t^h compris entre 30 et 50 GeV/c et entre 10 et 30 GeV/c. Le tableau 6.12 donne les sections efficaces pour chaque processus. Le fond Wjj reste toujours le fond dominant.

Le tableau 6.13 montre qu'en relâchant les coupures sur les impulsions transversales, on obtient un gain intéressant dans le nombre d'événements signal et que les rapports S/B et S/\sqrt{B} ne sont pas trop affectés. Le tableau 6.14 donne la composition du fond après coupure sur les jets VBF et pour les deux essais. Les figures 6.22 nous montrent l'évolution de la forme du fond avec la valeur de la coupure sur l'impulsion transversale des leptons. La forme du fond obtenue par l'essai 1 ($P_t^{lep} > 15 \text{ GeV}/c$) permet une claire distinction du signal et du fond. Cependant, le déclenchement de l'acquisition s'effectue sur un électron d'impulsion transversale supérieure à 25 GeV/c ou sur un muon d'impulsion transversale supérieure à 20 GeV/c. Afin de pouvoir déclencher le système d'acquisition sur nos événements, cette coupure a ainsi dû être remontée à 25 GeV/c de façon conservatrice. Malgré cette contrainte, le pic du signal se distingue encore.

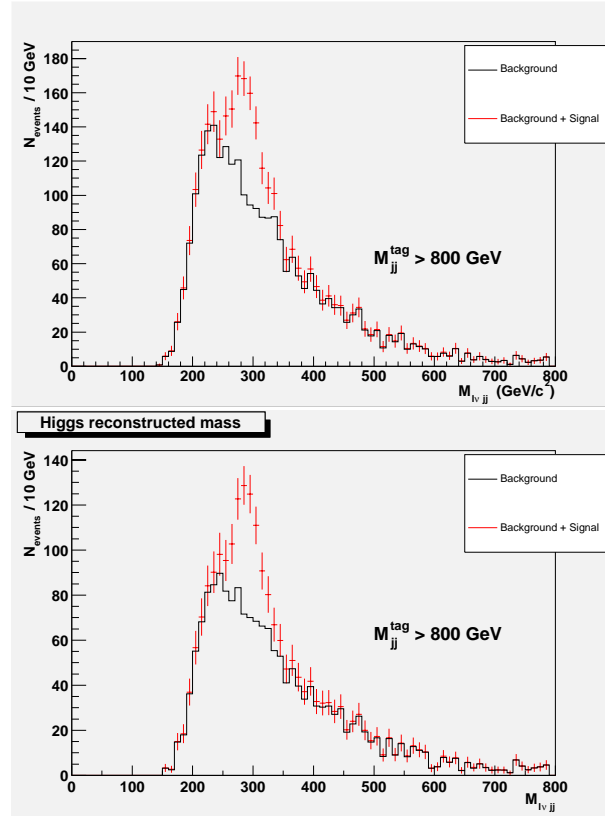


FIG. 6.22 – Masse reconstruite du Higgs pour trois ans à basse luminosité avec une coupure sur la masse invariante des jets VBF de 800 GeV/c². Sont représentées les distributions du fond (trait plein) et de la somme signal+fonds (avec les barres d'erreurs). En haut: $P_t^{lep} > 15$ GeV/c et $P_t^W > 30$ GeV/c; en bas: $P_t^{lep} > 25$ GeV/c et $P_t^W > 30$ GeV/c.

Coupures	Précédemment	Essai 1	Essai 2
$P_t^{lep} >$	25 GeV/c	15 GeV/c	25 GeV/c
$P_t^W >$	50 GeV/c	30 GeV/c	30 GeV/c

TAB. 6.11 – Valeurs des coupures sur les impulsions transversales.

Echantillons ($l = e, \mu$)	Coupures à la génération	Sections efficaces (pb)
$Wjj \rightarrow l\nu jj$	$30 < P_t^h < 50$ GeV/c	$3,08 \cdot 10^3$
$t\bar{t} \rightarrow l\nu jj$	$30 < P_t^h < 50$ GeV/c	$1,57 \cdot 10$
$WW \rightarrow l\nu jj$	$30 < P_t^h < 50$ GeV/c	5,72
$Wjj \rightarrow l\nu jj$	$10 < P_t^h < 30$ GeV/c	$1,33 \cdot 10^4$
$t\bar{t} \rightarrow l\nu jj$	$10 < P_t^h < 30$ GeV/c	$8,56 \cdot 10$
$WW \rightarrow l\nu jj$	$10 < P_t^h < 30$ GeV/c	5,78

TAB. 6.12 – Sections efficaces des bruits de fond générés en addition pour un Higgs de masse $m_H = 300$ GeV/c² avec PYTHIA-6.203.

$M_{seuil} = 800$ GeV/c ²	Signal	S/B	S/\sqrt{B}
approche 2	467	0,189	9,4
approche 2 + coupures relâchées essai 1	586	0,150	9,4
approche 2 + coupures relâchées essai 2	489	0,174	9,2

TAB. 6.13 – Comparaison entre avant et après avoir relâché les coupures : Nombre d'événements attendus avant reconstruction de $m_{l\nu jj}$ et pour une luminosité de 30 fb^{-1} . Le rapport S/B et la signification statistique sont aussi donnés.

$M_{seuil} > 800$ GeV/c ²	Wjj	$t\bar{t}$	WW
essai 1	~ 71 %	~ 28 %	> 1 %
essai 2	~ 68 %	~ 31 %	> 1 %

TAB. 6.14 – Composition du fond total pour les deux essais de relachement des coupures dans le cadre de l'approche 2. Les proportions de chaque fond sont données après la coupure sur les jets VBF et avant reconstruction de $m_{l\nu jj}$, pour une luminosité de 30 fb^{-1} .

6.5.4 Combinaison du veto sur les jets centraux et de la coupure sur m_{Wj}

Nous avons vu précédemment que le veto sur les jets centraux est beaucoup plus efficace que la coupure sur m_{Wj} pour le rejet du fond $t\bar{t}$. Cependant, cette

dernière coupure rejette plus efficacement le fond Wjj . Le tableau 6.15 montre que ces deux coupures sont faiblement corrélées. Celles-ci ont donc été combinées dans le cadre de l'approche 2 couplée au relâchement des coupures de l'essai 2 ($P_t^W > 30$ GeV/c et $P_t^{lep} > 25$ GeV/c).

Coupures	Signal	Wjj	t \bar{t}
m_{Wj} > 260 GeV/c² * Jet Veto	42,3 %	11,3 %	1,7 %
Combinaison	44,1 %	10,4 %	1,2 %

TAB. 6.15 – *Efficacités de la combinaison du veto et la coupure sur la masse du top reconstruit pour le signal et les deux fonds dominants (WW contribue pour moins de 1 %). Le produit des efficacités du veto et de la coupure sur m_{Wj} est aussi donné à titre de comparaison pour observer la corrélation entre ces deux coupures.*

Le tableau 6.16 donne la contribution de chaque fond au fond total. La combinaison de ces deux coupures ne modifie pas la composition du fond total.

M _{seuil} > 800 GeV/c ²	Wjj	t \bar{t}	WW
approche 2 + essai 2 + combinaison	~ 69 %	~ 30 %	> 1 %

TAB. 6.16 – *Composition du fond total dans le cadre de l'approche 2 + relâchement des coupures en utilisant le veto combiné à la coupure sur m_{Wj} . Les proportions de chaque fond sont données après la coupure sur les jets VBF et avant reconstruction de $m_{\nu jj}$, pour une luminosité de 30 fb⁻¹.*

Les tableaux 6.17 et 6.18 montrent que l'utilisation combinée de ces coupures améliore considérablement le rapport S/B et la signification statistique. De plus, la figure 6.23 montre que les formes des distributions permettent une distinction plus nette encore du pic du signal. Les rapports S/B et S/\sqrt{B} peuvent alors être calculés dans une fenêtre de masse. Cette dernière est définie de la façon suivante :

- Le fond est soustrait grâce à une procédure d'ajustement; la fonction utilisée est le produit d'un polynôme de quatrième degré, d'un polynôme du second degré et d'une exponentielle.
- La distribution des événements signal est alors ajustée au moyen d'une distribution gaussienne. La valeur moyenne moy et l'écart-type σ sont ainsi calculés.
- La fenêtre comprend tous les événements dont la masse reconstruite se situe dans $[moy - 2\sigma; moy + 2\sigma]$.

L'ajustement donne $moy = 292,0$ GeV/c² et $\sigma = 18,1$ GeV/c².

Coupure	Signal	Wjj	$t\bar{t}$	S/B	S/\sqrt{B}
Jet Veto	617	5724	2715	0,073	6,7
combinaison	432	1493	657	0,201	9,3

TAB. 6.17 – Nombre d'événements attendus après le veto sur les jets centraux d'une part et après la combinaison du veto et de la coupure sur la masse du top d'autre part, pour trois ans de données à basse luminosité. Le rapport S/B et la signification statistique sont aussi donnés.

$M_{seuil} = 800 \text{ GeV}/c^2$	Signal	S/B	S/\sqrt{B}
approche 2 + coupures relâchées	489	0,174	9,2
approche 2 + coupures relâchées + combinaison	399	0,260	10,2
approche 2 + coupures relâchées + combinaison + fenêtre en masse	287	0,583	12,9

TAB. 6.18 – Nombre d'événements attendus avant reconstruction de $m_{l\nu jj}$ et pour une luminosité de 30 fb^{-1} . Le rapport S/B et la signification statistique sont aussi donnés. Le terme combinaison signifie combinaison du veto et de la coupure sur m_{Wj} . La dernière ligne correspond aux résultats obtenus dans une fenêtre de $\pm 2\sigma$ autour du pic du signal.

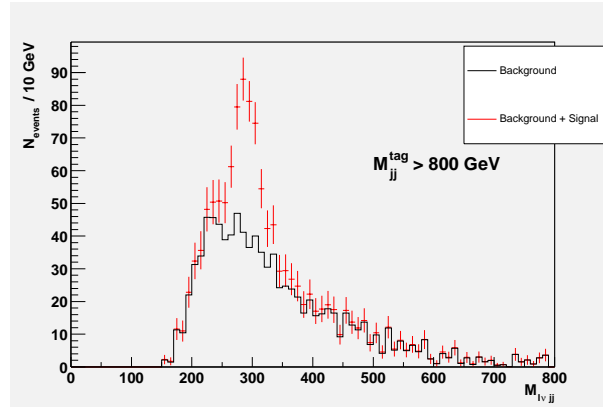


FIG. 6.23 – Masse reconstruite du Higgs pour trois ans à basse luminosité avec une coupure sur la masse invariante des jets VBF de $800 \text{ GeV}/c^2$. Sont représentées les distributions du fond (trait plein) et de la somme signal+fonds (avec les barres d'erreurs). Les coupures sont $P_t^{lep} > 25 \text{ GeV}/c$ et $P_t^W > 30 \text{ GeV}/c$. La combinaison du veto sur les jets centraux supplémentaires et de la coupure sur m_{Wj} a été utilisée.

6.6 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre comment, en jouant sur le mode de sélection des jets VBF et en relâchant les valeurs des coupures sur l'impulsions transversales des bosons W , nous avons pu faire évoluer la forme de la distribution des fonds dans le but de pouvoir discerner le pic du signal du pic du fond.

Après avoir reproduit l'analyse du TDR qui se basait sur une division du détecteur en régions distinctes (une centrale $|\eta| < 2$) et deux "avant" $|\eta| > 2$), deux approches globales de cette analyse ont été envisagées.

Dans la première approche, nous identifions en premier lieu les jets VBF en prenant les deux jets largement séparés en η qui ont les plus grandes énergies. Cependant, nous avons vu que ce mode de sélection des jets VBF est fortement corrélé à une sélection selon la pseudo-rapidité et qu'ainsi, cette approche devient très semblable à l'analyse standard (séparation du détecteur en pseudo-rapidité); cela se reflète dans les formes des distributions.

Dans la seconde approche, le boson W hadronique est d'abord reconstruit et ensuite sont identifiés les jets VBF, toujours en sélectionnant deux jets largement séparés en η et ayant la plus grande masse invariante. Une coupure sur la masse invariante des jets VBF est ensuite appliquée. Nous avons alors vu une modification intéressante de la forme des fonds. Afin d'exploiter au mieux ce résultat, les valeurs de certaines coupures ont été baissées et des fonds supplémentaires ont donc été ainsi ajoutés. Nous obtenons les résultats suivants pour un événement qui déclenche le système d'acquisition :

$$\begin{aligned}\frac{S}{\sqrt{B}} &= 9.2 \\ \frac{S}{B} &= 0.174\end{aligned}\tag{6.5}$$

Le résultat le plus intéressant est la modification de la forme de la distribution des fonds sommés. Le pic du signal est devenu discernable au-dessus des fonds.

L'utilisation d'une coupure supplémentaire sur la masse reconstruite d'un quark top a permis d'améliorer encore la situation, puisque le rapport S/B a augmenté jusqu'à environ 60 % et la signification statistique d'environ 10 %. De plus, le pic du signal de vient clairement discernable au-dessus du fond. Le calcul des rapports S/B et S/\sqrt{B} peut alors être effectué dans une fenêtre de masse. Les résultats obtenus dans cette fenêtre sont :

$$\begin{aligned}\frac{S}{\sqrt{B}} &= 12.9 \\ \frac{S}{B} &= 0.583\end{aligned}\tag{6.6}$$

Bien qu'ayant une signification statistique d'environ 40 % inférieure à celle du canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, $S/\sqrt{B} \simeq 22,2$ (voir le TDR [6]), l'observation d'un boson de Higgs de 300 GeV/c² est possible dans le canal $qqH \rightarrow qqWW \rightarrow qql\nu jj$ après trois années de données à basse luminosité (30 fb⁻¹). Ce dernier jouera un rôle important dans la découverte d'un Higgs de 300 GeV/c² et dans la mesure du couplage $H \rightarrow WW$.

Conclusion

Grâce aux énergies et aux luminosités accessibles au LHC, le détecteur ATLAS permettra de valider une hypothèse fondamentale du modèle standard, l'existence du boson de Higgs, témoin de la brisure spontanée de symétrie électrofaible. Le spectre de masses couvert pour la recherche du Higgs, à savoir une centaine de GeV/c^2 jusqu'au TeV/c^2 , correspond au spectre prédit par le modèle standard. La stratégie de recherche du Higgs dans des modes photoniques et leptoniques nécessite une calorimétrie très performante.

Afin de s'assurer de la qualité du calorimètre électromagnétique, il est indispensable de le tester. La première partie de cette thèse concerne le développement d'un outil de monitoring en ligne des tests en faisceau des modules du calorimètre. Ce moniteur a permis le contrôle de la prise de données, tout cela sans en ralentir le déroulement. Il s'est ainsi révélé un outil fiable pour le "debugage" inhérent à toutes prises de données. Le moniteur a de plus été totalement intégré au logiciel de reconstruction de l'énergie des tests en faisceau, *EMTB*.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes intéressés à la reconstruction de l'énergie recueillie par le calorimètre à échantillonnage. Nous avons vu que celle-ci, exprimée comme la somme pondérée des énergies déposées dans chaque compartiment, est basée sur une méthode de filtrage optimal. L'énergie de chaque compartiment est évaluée à partir des valeurs de cinq échantillons et les poids, appelés coefficients de filtrage optimal, qui leur sont attribués sont déterminés grâce à un étalonnage absolu du calorimètre et à une modélisation électrique du calorimètre.

Il a été montré que les valeurs initiales de la procédure d'ajustement influent sur les résultats de l'ajustement. Cette dépendance peut entraîner des variations de la non-uniformité du calorimètre. Cependant, la relation entre la qualité de l'ajustement et la non-uniformité n'est pas encore clairement établie.

De plus, une étude sur l'influence des dépendances des coefficients sur la reconstruction de l'énergie a été menée. Celle-ci a permis d'élaborer un algorithme de remplacement des coefficients pour une cellule n'en ayant pas. Elle a aussi quantifié l'effet de ce remplacement sur l'uniformité. Si, pour une configuration

spéciale de la prise de données au LHC, il devient nécessaire de gagner du temps, il est alors possible de “soulager” le travail des RODs en choisissant les coefficients dans un certain gain pour la reconstruction de l’énergie.

Enfin, la troisième partie de cette thèse concerne l’étude du canal $qqH \rightarrow qqWW \rightarrow qql\nu jj$ pour un Higgs de masse $300 \text{ GeV}/c^2$ à basse luminosité. Le résultat établi dans le TDR ne permettait pas d’utiliser ce canal pour la découverte du Higgs du fait de la forme des distributions de la masse reconstruite du système $l\nu jj$. L’étude a donc été envisagée sous un nouvel angle en utilisant des travaux récents sur la caractérisation de la fusion bosonique faible. Les jets spectateurs issus de ce mode de production sont largement séparés en η , ont une grande énergie et une grande masse invariante. En combinant ces caractéristiques, il a été possible de mettre au point une analyse qui permette la dissociation du pic du signal de celui du signal et des bruits de fonds sommés. Afin d’exploiter pleinement ce résultat, certaines coupures ont été relâchées. Cela eut pour effet d’accroître cette séparation. Enfin, une coupure supplémentaire sur la masse du système Wj a permis de supprimer d’avantage de fonds, donnant alors au fond une forme ajustable au moyen d’une fonction analytique et permettant ainsi de définir une fenêtre en masse pour le calcul de S/B et de S/\sqrt{B} :

$$\begin{aligned} \frac{S}{B} &= 0.583 \\ \frac{S}{\sqrt{B}} &= 12.9 \end{aligned} \tag{6.7}$$

S’appuyant sur ce résultat, un Higgs de masse $300 \text{ GeV}/c^2$ est donc observable dans le canal $qqH \rightarrow qqWW \rightarrow qql\nu jj$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , en complément du canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$.

Bibliographie

- [1] F. HALZEN, A.D. MARTIN. *Quarks & Leptons*. J. Wiley, 1984.
- [2] M. LE BELLAC. *Des Phénomènes Critiques Aux Champs De Jauge : Une introduction aux méthodes et aux applications de la théorie quantique des champs*. InterEditions/Editions du CNRS, 1990.
- [3] S. DAWSON. *Introduction to the physics of Higgs boson*. [hep-ph/9411325](#).
- [4] M. SPIRA. *QCD effects in Higgs Physics*. *Fortschr. Phys.* **46** (1998) 203-284.
- [5] D. RAINWATER, M. SPIRA, and D. ZEPPENFELD. Higgs boson production at hadron colliders: Signal and background processes. 2002.
- [6] The ATLAS Collab. *ATLAS Detector and Physics Performances, Technical Design Report II*. CERN/LHCC/99-15.
- [7] M. SPIRA, A. DJOUADI, D. GRAUDENZ, and P.M. ZERWAS. Higgs boson production at the lhc. *Nucl. Phys.*, B453:17-82, 1995.
- [8] R.N. CAHN. *Ecole d'été de Gif sur la physique du boson de Higgs : the Higgs boson*. Septembre 2001.
- [9] P.Q. HUNG and M. SHER. Implications of a higgs discovery at lep. *Phys. Lett.*, B374:138-144, 1996.
- [10] G. ALTARELLI and G.ISIDORI. Lower limit on the higgs mass in the standard model: An update. *Phys. Lett.*, B337:141-144, 1994.
- [11] the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Working Group. A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model. 2002.
- [12] The LEP Collab., the LEP Working group for Higgs bosons searches. *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*. CERN-EP/2002-01.
- [13] The CMS Collab. *CMS Technical Proposal*. CERN/LHCC/94-38.
- [14] A. LUCOTTE. *Ecole d'été de Gif sur la physique du boson de Higgs : la recherche du Higgs au TeVatron*. Septembre 2001.
- [15] S. DAWSON. *The MSSM and why it works*. [hep-ph/9712464](#).
- [16] The LHC study group. *The Large Hadron Collider, Conceptual Design Report*. CERN/AC/95-05.

- [17] The ATLAS Collab. *ATLAS Technical Proposal*. CERN/LHCC/94-43.
- [18] O. SCHNEIDER. *Overview of the LHCb experiment*. *Nucl. Instrum. Meth.* **A446** (2000) 213.
- [19] A. MORSH, H.H. GUTBROD. *The Futur Heavy Ion Experiment ALICE at the LHC at CERN*. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **42** (1999) 345.
- [20] D.E. GROOM & al. *Review of Particle Physics*. *Eur. Phys. J. C* **15** (2000) 1-878.
- [21] N. ELLIS, T.S. VIRDEE. *Experimental challenges in high-luminosity collider physics*. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **44** (1994) 609.
- [22] The ATLAS Collab. *ATLAS Detector and Physics Performances, Technical Design Report I*. CERN/LHCC/99-14.
- [23] The ATLAS Collab. *ATLAS Inner Detector Technical Design Report*. CERN/LHCC/97-16.
- [24] S. GADOMSKI. *ATLAS Inner Detector Performances*. *ATLAS Internal Note, ATL-CONF-2000-009*, (2000).
- [25] V. TISSERAND. *The Higgs to two photons decay with the ATLAS detector*. *ATLAS Internal Note, ATL-PHYS-96-090*, (1996).
- [26] D. CAVALLI, M. SAPINSKI. *Full and fast simulation and reconstruction of Higgs decay channels with multi-b-jets final states*. *ATLAS Internal Note, ATL-PHYS-00-033*, (2000).
- [27] G. EYNARD. *Etude de la production associée du boson de Higgs HW , $Ht\bar{t}$, $HZ \rightarrow \gamma\gamma + e^\pm\mu^\pm + X$ avec le détecteur ATLAS, auprès du LHC*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Sciences et géographie, Grenoble I, (1998).
- [28] The ATLAS Collab. *ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report*. CERN/LHCC/97-22.
- [29] The ATLAS Level 1 Trigger Group. *ATLAS First-Level Trigger Technical Design Report*. CERN/LHCC/98-14.
- [30] D. GREEN. *The Physics of Particle Detectors*. Cambridge University Press, 2000.
- [31] R. FERNOW. *Introduction To Experimental Particle Physics*. Cambridge University Press, 1992.
- [32] L. NEUKERMANS. *Etalonnage du Calorimètre Electromagnétique d'ATLAS et Recherche du Boson de Higgs dans ses Désintégrations Invisibles*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, Lyon I, (2002).
- [33] RD3 Collab. *Performance of a liquid argon electromagnetic calorimeter with an 'accordion' geometry*. *Nucl. Instrum. Meth.* **A309** (1991) 438.
- [34] The ATLAS Collab. *ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report*. CERN/LHCC/96-40.

- [35] N. MASSOL. *Communication privée.*
- [36] R.L. CHASE, C. de La TAILLE, J.P. RICHER, N. SEGUIN-MOREAU. *A fast monolithic shaper for the ATLAS E.M. calorimeter. ATLAS Internal Note, ATL-LARG-95-010*, (1995).
- [37] Y. JACQUIER, C. de La TAILLE, I. NIKOLIC, L. SERIN. *Strengths and weaknesses of digital filtering. ATLAS Internal Note, ATL-LARG-97-080*, (1997).
- [38] J.COLAS & al. *The LARG Calorimeter Calibration Board. ATLAS Internal Note, ATL-LARG-2000-006*, (2000).
- [39] L. SERIN. *Calibration of the ATLAS liquid argon calorimeter.* In VIIIth International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Lisbon (Portugal), June 13-19, 1999.
- [40] N. MASSOL. *Conception et mise au point de la procédure de qualification du calorimètre électromagnétique à argon liquide du détecteur ATLAS.* Thèse de doctorat, Université de Savoie - Physique expérimentale et instrumentation, (2000).
- [41] B. AUBERT & al. (ATLAS Accordion Collab.). *Performance of the barrel module 0 of the ATLAS electromagnetic calorimeter. CERN-EP/2002-087.*
- [42] R. BRUN, F. RADEMAKERS & al. ROOT An Oriented-Object Data Analysis Framework. *can be found on*
[http : //root.cern.ch/](http://root.cern.ch/).
- [43] D. Nicod & al. EMTB User Guide Version 1.9. *can be found on*
[http : //atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/LIQARGON/TESTBEAM/emtb.html](http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/LIQARGON/TESTBEAM/emtb.html).
- [44] R. BRUN, P. PALAZZI & al. HBOOK - Statistical Analysis and Histogramming, © CERN. 1995.
- [45] C. LE MANER. The Online Monitoring. Test-beam meeting (CERN), (24/04/01).
- [46] C. LE MANER. The Online Monitoring. Test-beam meeting (CERN), (10/07/01).
- [47] W.E. CLELAND, E.G. STERN. *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters. Nucl. Instrum. Meth. A338 (1994) 467-497.*
- [48] L. NEUKERMANS, P. PERRODO, R. ZITOUN. *Understanding the ATLAS electromagnetic barrel pulse shapes and the absolute electronic calibration. ATLAS Internal Note, ATL-LARG-2001-008*, (2001).
- [49] E.O. BRIGHAM. *The Fast Fourier Transform and its applications.* Prentice Hall, 1988.
- [50] R. ZITOUN. *Using optimal filtering with 1999 testbeam data. ATLAS Internal Note, ATL-LARG-2001-003*, (2001).
- [51] O. GAUMER. Module M10 uniformity and investigations concerning the sick cells. Test-beam meeting (CERN), (16/04/02).

- [52] O. GAUMER. Status of M10's uniformity study. Test-beam meeting (CERN), (18/06/02).
- [53] P. Savard. *Potentiel de découverte d'un boson de Higgs lourd avec le détecteur ATLAS*. Thèse de doctorat, Université de Montréal, (1997).
- [54] T. SJÖSTRAND & al. *PYTHIA 6.2, Physics and Manual*. hep-ph/0108264.
- [55] E. RICHTER-WAS et al. *Standard Model and Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and backgrounds in ATLAS*. ATLAS Internal Note, ATL-PHYS-95-048, (1995).
- [56] H.L. LAI & al. *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions*. Eur. Phys. J. C **12** (2000) 375-392.
- [57] E. RICHTER-WAS, D. FROIDEVAUX, L. POGGIOLI. *ATLFAST 2.0: A fast simulation package for ATLAS*. ATLAS Internal Note, ATL-PHYS-98-131.
- [58] V. CAVASINNI, D. COSTANZO, S. LAMI, F. SPANO. *Search for $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ with the ATLAS detector ($m_H = 300 - 600$ GeV)*. ATL-PHYS-98-127.
- [59] K. Iordanidis and D. Zeppenfeld. Searching for a heavy higgs boson via the $h \rightarrow l \nu jj$ decay mode at the cern lhc. *Phys. Rev.*, D57:3072-3083, 1998.
- [60] N. Kauer, T. Plehn, D. Rainwater, and D. Zeppenfeld. $H \rightarrow ww$ as the discovery mode for a light higgs boson. *Phys. Lett.*, B503:113-120, 2001.
- [61] V. CAVASINNI, D. COSTANZO, E. MAZZONI, I. VIVARELLI. *Search for an intermediate mass Higgs boson produced via vector boson fusion in the channel $H \rightarrow WW \rightarrow l^\pm \nu jj$ with the ATLAS detector*. ATL-PHYS-2002-010.
- [62] ANNE-SYLVIE NICOLLERAT. Prospects of measuring $q q \rightarrow q q h$ and $g g \rightarrow h$ cross sections at the LHC with CMS or the Higgs files - hep-ex/0103023. (2001).

